



# Etude de composants optiques à base de fibres optiques non-linéaires

Thanh Nam Nguyen

## ► To cite this version:

Thanh Nam Nguyen. Etude de composants optiques à base de fibres optiques non-linéaires. Physique [physics]. Université Rennes 1, 2008. Français. NNT: . tel-00365863

**HAL Id: tel-00365863**

**<https://theses.hal.science/tel-00365863>**

Submitted on 4 Mar 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# THÈSE

présentée devant

UNIVERSITÉ DE RENNES I

Pour obtenir la grade de

**Docteur de l'Université de Rennes I**

Mention Physique

par

THANH NAM NGUYEN

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE  
DE SCIENCES APPLIQUÉES ET DE TECHNOLOGIE  
LABORATOIRE FOTON  
ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES DE LA MATIÈRE  
U.F.R. S.D.L.M.

## ÉTUDE DE COMPOSANTS OPTIQUES A BASE DE FIBRES OPTIQUES NON-LINÉAIRES

Soutenue le 3 octobre 2008 devant la Commission d'Examen :

Yves Jaouen  
Guy Millot  
Sébastien Bigo  
Gilles Renversez  
Thierry Chartier  
Jean-Claude Simon  
Nicholas Traynor

Télécom ParisTech  
Université de Bourgogne  
Alcatel-Lucent  
Université d'Aix-Marseille  
Université de Rennes I  
Université de Rennes I  
PERFOS

Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Co-directeur de thèse  
Directeur de thèse  
Invité



*À Phuong, ma tendre épouse,  
à Minh, mon p'tit trophée,  
à mes Parents.*





# Remerciement

Je remercie Monsieur Jean-Claude SIMON, directeur du laboratoire CNRS "Fonctions Optiques pour les Technologies de l'informatiON" (FOTON), pour m'avoir permis d'effectuer ma thèse au sein de son laboratoire. Je le remercie de tout mon cœur pour avoir eu une grande confiance en moi et d'avoir été mon directeur de thèse. Je le remercie également pour sa disponibilité durant ces trois années malgré la charge de travail que doit assurer un directeur de laboratoire.

Je voudrais témoigner ma gratitude à mon co-directeur de thèse, Monsieur Thierry CHARTIER, qui m'a proposé le sujet de ce travail. Je le remercie de m'avoir guidé et encouragé durant ces trois années. Je voudrais lui adresser mes reconnaissances les plus profondes pour sa patience devant un thésard vietnamien qui ne savait que trois mots en français. Je tiens à le remercier pour sa gentillesse et son efficacité dans la résolution des problèmes, non seulement scientifiques mais également de la vie quotidienne d'un étranger. *"Merci à TOI, Thierry, qui m'a permis de terminer ce travail dans les meilleures conditions"*

Mes remerciements vont également à M. Guy MILLOT et M. Sébastien BIGO qui ont bien voulu être les rapporteurs de ce mémoire et à M. Yves JAOUEN, qui a accepté de présider le jury.

Je tiens également à remercier M. Gilles RENVERSEZ et M. Nicholas TRAYNOR qui ont participé au jury de soutenance de cette thèse.

Merci à Madame Thi Tam TRAN pour m'avoir aidé à trouver cette thèse et également pour l'aide précieuse qu'elle m'a apportée tout au long de ces trois années d'études.

Le laboratoire EVC de l'université de Rennes 1 et la plate-forme PERFOS à Lannion ont eu une grande influence sur ce travail. Je remercie vivement les personnes de ces établissements avec lesquelles j'ai travaillé pour leurs conseils et les échantillons de fibres spéciales qui ont donné de l'intérêt à mes études expérimentales.

Je voudrais également remercier les personnes de l'institut Fresnel à Marseille, de l'institut ICB à Dijon, de l'institut IREENA à Nantes, de la compagnie Keopsys et de la compagnie Ixfiber à Lannion qui m'ont apporté une aide théorique et expérimentale.

Je tiens à remercier les membres du laboratoire FOTON avec lesquels j'ai été amené à travailler. Mathilde GAY et Laurent BRAMERIE ont eu un rôle décisif sur les études " systèmes ". Sébastien LOBO et Philippe ROCHARD m'ont aidé sur le plan expérimental. Monique THUAL et Philippe GROSSO ont eu une grande contribution aux caractérisations optiques. Et aussi Dominique BOSC, Pascal BESNARD, Danielle GRAVIOU, Michelle GROUT, Réjane LEROY, Stéphane CHEHAYED, Khalida MESSADD, Sylvain FEVE, Vincent RONCIN, Patrice FERON, Benoît CLOUET, Jean-Marc GOUJON... et d'autres que j'ai oubliés.

Je voudrais remercier Bich Ngoc TRAN et Nathalie CAEADEC pour leurs aides précieuses contribuant à mon apprentissage de la langue française.

Merci à Olivier VAUDEL, Gwenaëlle GIRAULT et Laura GHISA pour leur encourage-

ment, leurs discussions et pour leur aide permettant de résoudre mes problèmes quotidiens.

Pour le manuscrit de thèse, grand moment de solitude, je remercie mes relecteurs vietnamiens Ngan NGUYEN THI KIM, Quang Trung LE, Minh Nguyet NGO. Un grand merci à Michel JOINDOT, Stéphane BALAC et Stéphane BLIN pour leur patience à corriger ma thèse.

Merci à ma famille et à mes amis pour leur soutien tout au long de ces trois années d'études.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>3</b>
<b>1 Les fonctions optiques pour les télécommunications</b>	<b>7</b>
1.1 Généralités sur les télécommunications optiques . . . . .	7
1.1.1 La partie émission/réception . . . . .	8
1.1.1.1 Le laser . . . . .	8
1.1.1.2 Le modulateur . . . . .	9
1.1.1.3 Le format RZ et les impulsions optiques . . . . .	10
1.1.1.4 La détection . . . . .	12
1.1.1.5 Le bruit . . . . .	12
1.1.1.6 Le rapport signal sur bruit optique . . . . .	13
1.1.1.7 Le diagramme de l'œil . . . . .	14
1.1.1.8 La décision . . . . .	15
1.1.1.9 Le taux d'erreur binaire . . . . .	16
1.1.1.10 La pénalité . . . . .	16
1.1.1.11 Le facteur de qualité $Q$ . . . . .	17
1.1.2 La fibre optique standard . . . . .	18
1.1.2.1 Le mode fondamental . . . . .	19
1.1.2.2 L'atténuation . . . . .	20
1.1.2.3 La dispersion chromatique . . . . .	22
1.1.2.4 La fabrication des fibres . . . . .	24
1.1.3 La régénération optique . . . . .	25
1.1.3.1 La ré-amplification (1R) . . . . .	25
1.1.3.2 Le bruit d'émission spontanée amplifiée . . . . .	26
1.1.3.3 La remise en forme (2R) . . . . .	26
1.1.3.4 La re-synchronisation (3R) . . . . .	27
1.2 Les fibres optiques non-linéaires . . . . .	28
1.2.1 Les effets non-linéaires dans les fibres optiques . . . . .	28
1.2.1.1 L'effet Kerr . . . . .	28
1.2.1.2 L'effet Brillouin . . . . .	30
1.2.1.3 L'effet Raman . . . . .	31
1.2.2 Comment augmenter la non-linéarité d'une fibre optique . . . . .	33
1.2.3 Les fibres optiques non-linéaires microstructurées en silice . . . . .	33
1.2.3.1 La microstructure . . . . .	34
1.2.3.2 Les pertes . . . . .	35
1.2.3.3 La dispersion . . . . .	36
1.2.3.4 Le coefficient non-linéaire . . . . .	36
1.2.3.5 La fabrication . . . . .	38

1.2.4	Les fibres optiques non-linéaires en verre non-silice . . . . .	38
1.2.4.1	Les fibres non-silice à saut d'indice . . . . .	39
1.2.4.2	Les fibres non-silice microstructurées . . . . .	40
1.3	Conclusion . . . . .	42
<b>2</b>	<b>Modélisation de la propagation non-linéaire dans une fibre optique</b>	<b>43</b>
2.1	L'équation non-linéaire de Schrödinger . . . . .	44
2.2	La méthode split step Fourier de base . . . . .	45
2.3	Les principales limitations de la méthode SSF . . . . .	47
2.3.1	La résolution et la fenêtre temporelle du signal . . . . .	47
2.3.2	La non-commutativité des opérateurs . . . . .	48
2.3.3	La dépendance en $z$ de l'opérateur non-linéaire . . . . .	50
2.3.4	La distribution spatiale des tronçons . . . . .	54
2.3.4.1	La méthode SSF à rotation de phase . . . . .	55
2.3.4.2	La méthode SSF à erreur locale . . . . .	56
2.4	Evaluation des performances . . . . .	57
2.5	Optimisation des algorithmes des méthodes S-SSF . . . . .	59
2.5.1	Optimisation de la méthode S-SSF trapézoïdale . . . . .	60
2.5.2	Optimisation de la méthode S-SSF moyenne . . . . .	62
2.6	Amélioration de la méthode LEM . . . . .	64
2.7	La méthode SSF avec une précision choisie . . . . .	66
2.7.1	La méthode SSF à erreur locale contrôlée . . . . .	66
2.7.2	Modification de la méthode CLEM . . . . .	70
2.8	Quelle méthode choisir ? . . . . .	73
2.9	Conclusion . . . . .	74
<b>3</b>	<b>Caractérisations des fibres optiques non-linéaires</b>	<b>77</b>
3.1	Fibres microstructurées en verre de chalcogénure . . . . .	77
3.1.1	Caractérisations opto-géométriques . . . . .	78
3.1.2	Mesure de pertes . . . . .	80
3.1.3	Observation de l'effet non-linéaire . . . . .	82
3.1.4	Conclusion sur les fibres microstructurées chalcogénure . . . . .	84
3.2	Fibres microstructurées en verre de silice . . . . .	84
3.2.1	Caractérisations opto-géométriques . . . . .	85
3.2.2	Mesure des pertes . . . . .	89
3.2.3	Mesure de gain Raman . . . . .	89
3.2.4	Mesure de la dispersion . . . . .	90
3.2.4.1	La compression soliton . . . . .	91
3.2.4.2	Principe de la méthode de mesure de la dispersion . . . . .	93
3.2.4.3	Validation numérique de la méthode proposée . . . . .	95
3.2.4.4	Correction de la relation de compression . . . . .	97
3.2.4.5	Mesures expérimentales . . . . .	98
3.2.5	Mesure simultanée de la dispersion et du coefficient non-linéaire . . . . .	100
3.2.5.1	Le principe . . . . .	100
3.2.5.2	Validation numérique des méthodes proposées . . . . .	103
3.2.5.3	Mesures expérimentales . . . . .	107
3.3	Conclusion . . . . .	110

<b>4 La régénération optique à base de fibres optiques non-linéaires</b>	<b>111</b>
4.1 Le régénérateur de Mamyshev . . . . .	112
4.1.1 Principe de base du régénérateur . . . . .	112
4.1.2 Demonstrations expérimentales du régénérateur de Mamyshev . . . .	113
4.1.3 Règles de conception du régénérateur . . . . .	115
4.2 Étude théorique des performances du régénérateur de Mamyshev . . . . .	116
4.2.1 Etude des fonctions de transfert . . . . .	117
4.2.1.1 Impact des paramètres du régénérateur . . . . .	118
4.2.1.2 Abaque pour la conception d'un régénérateur à 40 Gbit/s .	127
4.2.2 Réduction du bruit dans le régénérateur de Mamyshev . . . . .	129
4.2.2.1 Dégradation du signal par une source de bruit blanc . . . .	129
4.2.2.2 Dégradation du signal au cours de la transmission . . . . .	133
4.2.3 Explication pour le décalage du point de fonctionnement . . . . .	134
4.2.3.1 Cas d'une impulsion unique . . . . .	134
4.2.3.2 Cas d'un train d'impulsions de séquence aléatoire . . . . .	135
4.2.4 Proposition d'une structure limitant la gigue temporelle . . . . .	138
4.2.5 Bilan de l'étude théorique . . . . .	139
4.3 Etude expérimentale du régénérateur simple étage . . . . .	140
4.3.1 Les outils expérimentaux disponibles . . . . .	140
4.3.2 Mesure de fonctions de transfert avec la source à modes bloqués . . .	141
4.3.3 Mesure avec la source à haut débit : observation de l'effet Brillouin .	142
4.3.4 Observation de l'effet d'interférences entre symboles . . . . .	145
4.3.5 Solution pour éviter l'effet d'interférences entre symboles . . . . .	147
4.4 Etude expérimentale du régénérateur double-étage . . . . .	149
4.4.1 Notre proposition de configuration double-étage . . . . .	149
4.4.2 Caractérisations en déployé . . . . .	151
4.4.2.1 Le montage . . . . .	151
4.4.2.2 Mesure du facteur de qualité . . . . .	152
4.4.2.3 Facteur d'ouverture du diagramme de l'œil . . . . .	154
4.4.2.4 Pénalités négatives du régénérateur . . . . .	157
4.4.3 Caractérisations en boucle à recirculation . . . . .	157
4.4.3.1 Montage expérimental . . . . .	157
4.4.3.2 Evolution du taux d'erreur binaire . . . . .	158
4.4.3.3 Facteur d'augmentation de la distance . . . . .	159
4.4.4 Bilan de l'étude expérimentale du régénérateur double-étage . . . . .	159
4.5 Un essai avec une fibre optique fortement non-linéaire . . . . .	160
4.6 Conclusion . . . . .	161
<b>Conclusion</b>	<b>165</b>
<b>Publications de l'auteur</b>	<b>169</b>



# Table des figures

1.1	Schéma d'un système de telecommunications optiques point-à-point. . . . .	7
1.2	(a) Absorption, (b) émission spontanée et (c) émission stimulée. . . . .	8
1.3	Fonction de transfert électrique/optique d'un laser. . . . .	9
1.4	(a) Schéma et (b) principe de la modulation directe. . . . .	10
1.5	(a) Schéma et (b) principe d'un modulateur externe. . . . .	11
1.6	Quelques profils d'intensité d'impulsions ( $T_{FWHM} = 12,5$ ps). . . . .	11
1.7	Circuit associé à la photodiode et courant réel reçu sur la résistance $R_L$ . $C_T$ est la capacité totale équivalente des jonctions dans la photodiode. . . . .	13
1.8	Exemple de mesure pour calculer l'OSNR, d'après [1]. . . . .	14
1.9	Exemples de diagrammes de l'œil simulé (a) et expérimental (b). . . . .	15
1.10	Principe de la décision. . . . .	16
1.11	Un exemple d'évaluation de la pénalité d'un régénérateur dans un système de transmission, d'après [2]. . . . .	17
1.12	(a) Distribution de l'indice, (b) section transverse d'une fibre à saut d'indice et (c) principe du guidage de la lumière par réflexion totale interne. . . . .	18
1.13	Distribution d'intensité de mode fondamental (ligne continue) et son approximation par une forme gaussienne (ligne discontinue). . . . .	20
1.14	Facteur du confinement du mode fondamental dans le cœur en fonction de la fréquence normalisée $V$ . . . . .	21
1.15	Atténuation dans une fibre optique en silice, d'après [3]. . . . .	22
1.16	Courbe de dispersion de la fibre SMF. . . . .	24
1.17	Schéma de principe d'un régénérateur 2R (a) et fonction de transfert du régénérateur (b). . . . .	27
1.18	Principe de la régénération 3R. AO : Amplificateur optique. . . . .	28
1.19	Spectre du signal en sortie de fibre pour différentes puissances du signal en entrée. $P_0$ est une puissance arbitraire. . . . .	29
1.20	Spectre du signal, de la pompe et des deux nouvelles longueurs d'onde créées par FWM. . . . .	31
1.21	(a) Principe de la diffusion Brillouin stimulée et (b) mise en évidence expérimentale de cet effet. Att. : Atténuateur ; OSA : Analyseur de spectre optique. . . . .	32
1.22	(a) Principe de la diffusion Raman stimulée et (b) mise en évidence expérimentale de cet effet. Att. : Atténuateur ; OSA : Analyseur de spectre optique. . . . .	32
1.23	Quelques structures de FMS : (a) hexa (d'après [4]), (b) cobweb et (c) delta (d'après [5]). . . . .	34
1.24	Autres structures de FMS : (a) non-régulière (d'après [6]), (b) à maintien de polarisation (d'après [7]) et (c) hybride (d'après [8]). . . . .	35
1.25	Section transverse de la structure hexa (a) et le profil d'indice transverse. . . . .	35



1.26	Pertes de confinement en fonction de $\Lambda$ avec différentes valeurs de $d/\Lambda$ dans une fibre de (a) 2 couronnes et (b) 3 couronnes, d'après [9]. . . . .	36
1.27	Evolution de la dispersion en fonction de la longueur d'onde pour trois structures différentes de FMS : (a) dispersion positive ( $d/2 = 0,4 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 3,12 \mu\text{m}$ ) ; (b) dispersion autour de zéro ( $d/2 = 0,316 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 2,62 \mu\text{m}$ ) ; et (c) dispersion négative ( $d/2 = 0,27 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 2,19 \mu\text{m}$ ), d'après [10]. . . . .	37
1.28	Valeur prévue de l'aire effective de la FMS en fonction de $\Lambda$ et $d/\Lambda$ , d'après [6].	37
1.29	Etapes de fabrication par la méthode "stack and draw" : (a) "stack", (b) "draw" de la préforme et (c) fibrage de la préforme en fibre. . . . .	38
2.1	Schématisation de la méthode SSF de base. . . . .	47
2.2	Schématisation de la méthode s-SSF. . . . .	49
2.3	Schématisation de la procédure pour les méthodes f-SSF et s-SSF. . . . .	50
2.4	Schématisation de la méthode S-SSF trapézoïdale. . . . .	51
2.5	Schématisation de la procédure pour la méthode S-SSF trapézoïdale incluant les procédures itératives à chaque tronçon. . . . .	52
2.6	Schéma de la méthode S-SSF moyenne. . . . .	53
2.7	Schématisation de la procédure pour la méthode S-SSF moyenne. . . . .	54
2.8	La méthode SSF à rotation de phase. . . . .	56
2.9	Représentation du signal échantillonné et de la solution numérique et solution de référence en sortie de fibre. . . . .	58
2.10	Comparaison des performances des méthodes f-SSF, S-SSF trapézoïdale et S-SSF moyenne dans trois cas : (a) $N^2 = 10$ , (b) $N^2 = 0.1$ et (c) $N^2 = 1$ . . .	59
2.11	Schéma de la procédure d'optimisation de la méthode S-SSF trapézoïdale. . .	61
2.12	Erreur en fonction des tailles des tronçons (a) et nombre de fonctions FFT en fonction de l'erreur pour la méthode S-SSF trapézoïdale et pour la méthode S-SSF trapézoïdale optimisée. . . . .	61
2.13	Comparaison des performances entre la méthode S-SSF trapézoïdale et la méthode S-SSF trapézoïdale optimisée dans quelques cas de transmission sur 50 km de fibre SMF : $N^2 = 1/10$ (a) et $N = 1$ (b). . . . .	62
2.14	Schéma de la procédure d'optimisation de la méthode S-SSF moyenne. . . .	63
2.15	Comparaison des performances entre la méthode S-SSF moyenne et la méthode S-SSF moyenne optimisée dans trois cas de transmission sur 50 km de fibre SMF : $N^2 = 10$ (a), $N^2 = 1/10$ (b) et $N = 1$ (c). . . . .	64
2.16	Distribution en "marches d'escalier" de la taille des tronçons le long d'une transmission soliton ( $N^2 = 10$ ) sur 50 km en utilisant la méthode LEM. . .	64
2.17	(a) Distribution continue de taille des tronçon le long de transmission et (b) comparaison des performances des méthodes MLEM et LEM. Les paramètres de simulation sont identiques à ceux utilisés dans la figure 2.16. . . . .	65
2.18	Comparaison des performances des méthodes LEM et MLEM dans le cas d'une transmission sur 25 km de fibre SMF : (a) $N^2 = 0, 1$ , (a) $N^2 = 1$ et (c) $N^2 = 10$ . . . . .	66
2.19	Evolution d'un signal au cours de la transmission. . . . .	67
2.20	Evolution de l'erreur locale effective cumulée le long de la fibre (a) et évolution de la taille des tronçons durant la propagation (b) dans un exemple de simulation utilisant la méthode CLEM ( $L = 50$ km, fibre SMF, $N^2 = 10$ et $\delta_G = 10^{-1}$ ). . . . .	71

2.21	La manière de calculer les solutions numériques et les solutions analytiques locales dans les méthodes CLEM (a) et MCLEM (b).	72
3.1	Photographie au MEB des fibre FMC 2S2G (a) et FMC 2S1G (b) à trois couronnes de trous.	78
3.2	(a) Schéma de la mesure de champ proche. (b) Image de distribution de la lumière, collectée par l'écran, en sortie de fibre FMC 2S2G et (c) profil de distribution de la lumière.	79
3.3	(a) Photographie au MEB d'une structure régulière de fibre FMC 2S2G et (b) distribution de la lumière à la longueur d'onde de 1550 nm.	80
3.4	Distribution de la lumière en sortie de la fibre FMC 2S1G (a) et FMC As <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> (b).	81
3.5	Mesure de pertes par la méthode cut-back.	81
3.6	Schéma du montage pour observer la SPM. PC : contrôleur de polarisation.	82
3.7	Observation de la SPM dans 1,45 m de fibre FMC 2S1G : (a) expérience et (b) théorie.	83
3.8	Observation de la SPM dans 1,15 m de fibre FMC As <sub>2</sub> Se <sub>3</sub> : (a) expérience et (b) théorie.	83
3.9	Photographie au MEB de la fibre HF125.	85
3.10	Schéma de mesure en champ lointain.	86
3.11	Utilisation d'une fibre HNA pour adapter le mode entre la SMF et la fibre FMS : (a) avant la soudure et (b) après la soudure.	87
3.12	Coordonnées en champ proche et en champ lointain.	87
3.13	(a) Exemple de distribution d'intensité en champ lointain de la fibre HF92. (b) Demi-distribution en champ proche calculée à partir de la distribution d'intensité en champ lointain de la fibre HF92.	89
3.14	(a) Pertes de la fibre HF125 et (b) pertes de la fibre FMS de la référence [11].	90
3.15	(a) Montage pour la mesure de gain Raman ; AV = atténuateur variable ; ASO = analyseur de spectre optique. (b) Evolution du gain on/off en fonction de la puissance du signal pour plusieurs valeurs de la puissance de pompe.	91
3.16	Evolution, sur une période soliton, d'une impulsion solitonique d'ordre 1 et d'ordre 3.	92
3.17	Explication du phénomène de compression soliton.	93
3.18	Evolution d'une impulsion solitonique en fonction de l'ordre soliton pour une longueur de fibre donnée.	94
3.19	Principe de la mesure de dispersion : on relève la puissance en entrée d'une impulsion solitonique compressée au maximum en sortie de fibre.	94
3.20	Erreur de la mesure en fonction de l'ordre soliton (a) et en fonction de la valeur de dispersion (b).	95
3.21	Erreur systématique de la mesure en fonction de la valeur de dispersion sous l'influence : (a) des pertes, (b) du coefficient de dispersion du troisième ordre, (c) d'auto-raïdissement et de réponse Raman, et (d) tous ces phénomènes en même temps.	96
3.22	Erreurs systématiques de mesure en fonction de la valeur de dispersion si l'on prend des impulsions gaussiennes.	97
3.23	Évolution de $L/z_0$ (points blancs) en fonction de l'ordre soliton $N$ .	98

3.24	Schéma de la mesure de dispersion par la technique de compression soliton. VA : atténuateur variable, PC : contrôleur de polarisation, PM : puissance-mètre, FC : coupleur, AC : autocorrelateur. . . . .	99
3.25	Courbe de dispersion de la fibre HF125 mesurée par la méthode OLCR par l'IREENA, Nantes et notre résultat de mesure. . . . .	100
3.26	Relation exacte (triangles) et relation approchée (ligne continue) entre $1/F_c$ et $N$ . . . . .	101
3.27	Exemple de trace autocorrélation d'impulsion en entrée et d'impulsion compressée ainsi que la définition des paramètres $F_a$ , $R_a$ . . . . .	102
3.28	Evolution de $L/z_0$ en fonction de $F_a$ (a) et en fonction de $R_a$ (b). . . . .	103
3.29	Erreur calculée par chacune des deux méthodes en fonction de l'ordre soliton pour estimer la dispersion (a) et le coefficient non-linéaire (b) à partir du modèle numérique. . . . .	104
3.30	Erreur obtenue par chacune des deux méthodes en fonction de la dispersion pour estimer la dispersion à partir du modèle numérique. L'ordre soliton est fixé à $N = 5$ . . . . .	104
3.31	Erreur obtenue par chacune des deux méthodes en prenant en compte (a) la dispersion de troisième ordre, (b) l'atténuation, (c) les effets non-linéaires d'ordre supérieur (d) et chacun de ces trois effet en même temps. . . . .	105
3.32	Erreur d'estimation de $D$ (a) et $\gamma$ (b) obtenue par la moyenne des résultats calculés par les deux méthodes. . . . .	106
3.33	Erreur d'estimation de $D$ et $\gamma$ en fonction de puissance crête pour les deux méthodes et la moyenne des deux méthodes. . . . .	107
3.34	Traces d'autocorrélation en entrée et en sortie pour (a) la NZDSF, (b) la SMF and (c) la HF125. . . . .	108
3.35	Résultats de mesure de la dispersion (a) et du coefficient non-linéaire (b) de la fibre HF92 par la méthode de compression (points), comparé aux valeurs de référence (ligne continue) en fonction de la longueur d'onde. . . . .	109
4.1	(a) Principe du régénérateur de Mamyshev, (b) fonction de transmission du régénérateur. . . . .	112
4.2	Diagramme de l'œil du signal en entrée (a) et en sortie (b) du régénérateur à base de 8 km de fibre DSF, d'après [12]. . . . .	113
4.3	Evolution du TEB en fonction du seuil de décision après 10 000 km, 40 000 km, 100 000 km et 1 000 000 km à 40 Gbit/s, d'après [13]. . . . .	114
4.4	Schéma du régénérateur et paramètres associés. . . . .	115
4.5	Trois types de FdT : (a) type A - évolution non-monotone, (b) type B - évolution présentant un plateau et (c) type C - évolution monotone. . . . .	116
4.6	Fonction de transfert du régénérateur . . . . .	117
4.7	FdT pour différentes formes d'impulsion. Les paramètres du régénérateur sont les suivants : $T_{FWHM} = 8$ ps à 1550 nm, $L=5$ km, $\delta\lambda = 1,3$ nm, $D = -0,65$ ps/nm/km, $\Delta\lambda = 0,41$ nm. . . . .	119
4.8	FdT pour différentes durées d'impulsions. Les paramètres du dispositif sont identiques à ceux de la figure 4.7. . . . .	119
4.9	FdT pour différentes valeurs de la dispersion de la fibre en simulation (lignes) et obtenues expérimentalement (points). Les paramètres du dispositif sont les suivants : $T_{FWHM} = 8$ ps à 1545 nm (carrés) et à 1541 nm (triangles), $L=9$ km, $\delta\lambda = 1,3$ nm et $\Delta\lambda = 0,41$ nm. . . . .	120

4.10	FdT pour différentes longueurs de fibre en simulation (lignes) et obtenues expérimentalement(points). Les paramètres du dispositif sont les suivants : $T_{FWHM} = 7,5$ ps à 1536,6 nm, $\delta\lambda = 1,5$ nm, $D = -0,9$ ps/nm/km et $\Delta\lambda = 0,51$ nm à 1535,1 nm. . . . .	121
4.11	FdT pour différents coefficients non-linéaires. Les paramètres du dispositif sont les suivants : $T_{FWHM} = 8$ ps à 1550 nm, $L = 5$ km, $\delta\lambda = 1,3$ nm, $D = -0,65$ ps/nm/km et $\Delta\lambda = 0,41$ nm. . . . .	121
4.12	FdT pour différentes valeurs des pertes. Les paramètres du dispositif sont les suivants : $T_{FWHM} = 8$ ps à 1550 nm, $L = 5$ km, $\delta\lambda = 1,5$ nm, $D = -0,65$ ps/nm/km et $\Delta\lambda = 0,41$ nm. . . . .	122
4.13	FdT pour différents décalages du filtre en sortie de la fibre en simulation (lignes) et obtenues expérimentales (points). Les paramètres du dispositif sont les suivants : $T_{FWHM} = 6,5$ ps à 1536 nm, $L = 3$ km, $D = -0,93$ ps/nm/km et $\Delta\lambda = 0,51$ nm. . . . .	123
4.14	FdT pour différentes larguer à mi-hauteur du filtre en sortie en simulation (lignes) et obtenues expérimentalement (points). Les paramètres du dispositif sont les suivants : $T_{FWHM} = 8,5$ ps à 1537 nm, $\delta\lambda = 1,5$ nm, $L = 4$ km, $D = -0,85$ ps/nm/km, $\Delta\lambda = 0,27$ nm/0,41 nm/0,51 nm/0,76 nm à 1535,5 nm. . . . .	123
4.15	(a) Impulsion initiale et impulsions compressées pour différents décalage du filtre. Les paramètres du dispositif sont les suivants : $T_{FWHM} = 8$ ps à 1540 nm, $L = 7$ km, $D = -0,55$ ps/nm/km et $\Delta\lambda = 0,76$ nm. . . . .	124
4.16	FdT pour différentes valeurs de la pente $S$ de dispersion si $D$ est proche de la dispersion nulle. Les paramètres du dispositif sont les suivants : $T_{FWHM} = 8$ ps à 1550 nm, $L = 5$ km, $\delta\lambda = 1,3$ nm ( $\nu_f > \nu_0$ ), $D = -0,65$ ps/nm/km et $\Delta\lambda = 0,41$ nm. . . . .	125
4.17	FdT pour une variation spatiale périodique de la dispersion (profil sinusoïdal) tous les 1 km (a) et 2,5 km (b). Les paramètres du dispositif sont les suivants : $T_{FWHM} = 8$ ps à 1550 nm, $L = 5$ km, $\delta\lambda = 1,3$ nm, $D = -0,65$ ps/nm/km, $S = 0$ ps/nm <sup>2</sup> /km, $\Delta\lambda = 0,41$ nm. AV = amplitude de la variation. . . . .	126
4.18	(a) FdT dans le cas d'une fibre de dispersion constante et dans le cas de deux fibres de dispersions alternées. (b) Distribution de la dispersion des fibres à dispersion alternée en fonction de la longueur $L$ . Les paramètres du dispositif sont les suivants : $T_{FWHM} = 8$ ps à 1550 nm, $L = 5$ km, $\delta\lambda = 1,3$ nm ( $\nu_f > \nu_0$ ), $S = 0,07$ ps/nm <sup>2</sup> /km et $\Delta\lambda = 0,41$ nm. . . . .	126
4.19	Abaque de conception d'un régénérateur de Mamyshev à 40 Gbit/s. . . . .	128
4.20	Schéma utilisé pour la modélisation du régénérateur de Mamyshev. . . . .	130
4.21	Différents spectres du signal et du bruit à différents endroits du régénérateur pour un débit de 40 Gbit/s : (a) en entrée du filtre flat-top, (b) en sortie du filtre flat-top, (c) en sortie de la fibre non-linéaire et (d) en sortie du filtre décalé. . . . .	131
4.22	Evolution de $QI$ en fonction de la puissance crête en entrée du régénérateur de Mamyshev (ligne continue) et FdT du régénérateur (pointillés) pour un débit de 40 Gbit/s. . . . .	131
4.23	(a) Evolution de $QI$ en fonction de la puissance crête en présence (points blancs) et en absence (points noirs) du filtre. (b) Evolution de $QI$ en fonction de la puissance crête pour différentes largeurs spectrales du filtre en entrée. . . . .	132

4.24 (a) Boucle à recirculation avec 100 km de fibre SMF et 16 km de fibre DCF. (b) Facteur $Q$ en fonction du nombre de tours, d'après [14]. . . . .	133
4.25 Evolution de $QI$ en fonction de la puissance en entrée du régénérateur de Mamyshev pour différentes qualités du signal pour un débit de 40 Gbit/s, d'après [14]. . . . .	134
4.26 Illustration du décalage temporel induit par automodulation de phase entre deux impulsions de puissance crête différente. . . . .	135
4.27 (a) Evolution de l'écart temporel $\Delta_T/\tau_e$ et (b) évolution de la durée $\tau_s/\tau_e$ de l'impulsion de sortie en fonction de la puissance crête en entrée. . . . .	136
4.28 Variation de la durée et de la puissance crête des impulsions pour un débit de 40 Gbit/s après une transmission sur 3000 km. . . . .	137
4.29 Evolution de la puissance moyenne du signal en sortie en fonction de la puissance du signal en entrée du régénérateur pour un débit de 40 Gbit/s avec différentes valeurs de largeur temporelle des impulsions en entrée. . . . .	137
4.30 Double étage asymétrique de régénérateurs pour diminuer la gigue temporelle : (a) Configuration, (b) diagramme de l'œil du signal en entrée du régénérateur 1, (c) diagramme de l'œil du signal en sortie du régénérateur 1 (de type C) ainsi qu'en entrée du régénérateur 2, (d) diagramme de l'œil du signal en sortie du régénérateur 2 et (e) diagramme de l'œil du signal en sortie d'un régénérateur simple étage de type B pour un débit de 40 Gbit/s. . . . .	139
4.31 (a) Schéma du montage de la mesure des FdT au moyen de la source à modes bloqués. FdT obtenues avec : (b) 3 km de fibre DSF, (c) 200 m de fibre HF96 et (d) 1,7 m de fibre FMC 2S1G. . . . .	141
4.32 Montage de mesure de la fonction de transfert du régénérateur de Mamyshev à 40 Gbit/s. . . . .	142
4.33 (a) FdT du régénérateur présentant une chute anormale de puissance et (b) FdT théorique pour un débit de 40 Gbit/s. . . . .	143
4.34 (a) Schéma du montage de la mesure de la puissance retro-diffusée. (b) Evolution de la puissance rétro-diffusée en fonction de la puissance en entrée et spectre du signal rétro-diffusé (encart). . . . .	144
4.35 Mesures de la FdT avec et sans la modulation servant à supprimer l'effet Brillouin. . . . .	145
4.36 Dédoublage du diagramme de l'œil pour un débit de 40 Gbit/s. . . . .	146
4.37 Extrait d'une séquence de signal en sortie du régénérateur obtenue expérimentalement (a) et en simulation (b). . . . .	146
4.38 (a) Configuration du régénérateur associée avec un compresseur. (b) FdT du régénérateur et (c) extrait d'une séquence de signal en sortie du régénérateur obtenue expérimentalement. . . . .	148
4.39 Puissance rétro-diffusée en fonction de la puissance moyenne du signal en entrée de 4 km de fibre DSF pour différentes durées d'impulsions. . . . .	149
4.40 Montage du régénérateur double étage incluant un compresseur et un régénérateur simple étage. PC = contrôleur de polarisation, FG = filtre gaussien ; FF = Filtre flat-top. . . . .	150
4.41 FdT du régénérateur pour un débit de 40 Gbit/s. . . . .	150
4.42 Spectres du signal à différents endroits du régénérateur pour un débit de 40 Gbit/s : (a) entrée du compresseur, (b) sortie de la fibre du compresseur, (c) sortie du compresseur, (d) sortie de la fibre du régénérateur et (e) sortie du régénérateur. . . . .	151

4.43	Montage pour la caractérisation de l'efficacité du régénérateur en déployé. .	152
4.44	Evolution du TEB en fonction du seuil de décision (a) pour des signaux dont les distributions de probabilité des symboles "0" et des symboles "1" sont gaussiennes (avant le régénérateur, par exemple) et (b) pour des signaux dont les distributions de probabilité des symboles "0" et des symboles "1" ne sont pas gaussiennes (après le régénérateur, par exemple). Les lignes continues sont les approximations effectuées par les courbes théoriques données par l'équation (4.11). . . . .	154
4.45	TEB en fonction du seuil de décision pour un OSNR de 15,5 dB/1nm. . . .	155
4.46	Diagramme de l'œil pour un débit de 40 Gbit/s : (a) sans régénérateur et (b) avec régénérateur. OSNR = 15,5 dB/1nm. . . . .	155
4.47	Amélioration du facteur $Q$ -eye en fonction de l'OSNR (sans pré-filtrage). . .	156
4.48	Amélioration du facteur $Q$ -eye en fonction de l'OSNR en présence d'un filtre de 1,2 nm devant le compresseur. . . . .	156
4.49	Evolution du TEB en fonction de la puissance sur le récepteur avec et sans régénérateur dans deux cas : OSNR = 44,5 dB/1 nm, 17,5 dB/1 nm. . . .	157
4.50	Montage pour la caractérisation de l'efficacité du régénérateur en boucle à recirculation courte. Tx = émetteur, Rx = récepteur, Att. = atténuateur, PC = contrôleur de polarisation. . . . .	158
4.51	Evolution du TEB avec régénérateur (points noirs) et sans régénérateur (points blancs) en fonction du nombre de tours pour un débit de 40 Gbit/s (1 tour = 10 km). . . . .	159
4.52	Evolution du facteur d'amélioration de la distance en fonction de l'OSNR. .	160
4.53	Diagramme de l'œil après 200 m de HF96 avec un filtre de largeur spectrale 0,76 nm. . . . .	161
4.54	Spectres du signal en entrée de la fibre HF96 (a), en sortie de la fibre HF96 (b), en sortie du filtre (c) et en sortie des 7 km de fibre DSF avec la même puissance en entrée que pour la fibre HF96 (d). . . . .	162



# Liste des tableaux

1.1	Quelques formes d'impulsions et leurs paramètres. Remarque : les définitions de $T_0$ varient selon la forme d'impulsion mais les définitions de $T_{FWHM}$ restent les mêmes. . . . .	12
1.2	Résumé des caractéristiques de quelques fibres non-linéaires. (*) : unité du coefficient non-linéaire en $W^{-1}km^{-1}$ , (**) : unité de la dispersion en ps/nm/km, ZD : Zéro de Dispersion. . . . .	41
2.1	Erreurs de la solution numérique en utilisant la méthode CLEM avec des erreurs données. . . . .	70
2.2	Erreurs de la solution numérique en utilisant la méthode MCLEM avec des erreurs données. . . . .	72
2.3	Comparaison des performance les méthodes SSF décrites précédemment. . .	73
3.1	Résultats des mesures de l'aire effective et calcul du coefficient non-linéaire correspondant pour différentes fibres FMS. . . . .	88
3.2	Résultats de mesures de dispersion par la méthode de compression pour les fibres HF125, SMF et NZDSF. . . . .	99
3.3	Les mesures de la dispersion et la non-linéarité utilisant la méthode de compression pour trois types de fibre. (*) : unité de la dispersion en ps/nm/km. (**) : unité du coefficient non-linéaire en $W^{-1}km^{-1}$ . . . . .	108
3.4	Résultats des mesures de la dispersion et du coefficient non-linéaire des fibres FMS. $\gamma_{ref}$ est mesuré par la méthode de champ lointain ; $D_{ref}$ est mesurée par IREENA. . . . .	109
4.1	Influence des paramètres sur la forme de la FdT du régénérateur de Mamyshev.127	
4.2	Caractéristiques des fibres non-linéaires disponibles aux laboratoire. . . . .	140





# Sigles et acronymes

Un certain nombre d'abréviations sont utilisées dans le langage technique, tantôt sous forme française, tantôt sous forme anglo-américaine. Elles sont explicitées ci-dessous, par ordre alphabétique, avec les correspondances anglais-français, lorsqu'il y a lieu.

- 2S1G : abréviation d'une composition du verre de chalcogénure  $\text{Sb}_{20}\text{S}_{65}\text{Ge}_{15}$
- 2S2G : abréviation d'une composition du verre de chalcogénure  $\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}$
- A/O : **A**cousto-**O**ptique
- ASK : **A**mplitude **S**hifted **K**eying - Modulation d'amplitude
- TEB : **T**aux d'**E**rreur **B**inaire
- CCLO : **C**entre **C**ommun **L**annionnais d'**O**ptique
- CLEM : **C**ontrolled **L**ocal **E**rror **M**ethod - Méthode à erreur locale contrôlée
- DCF : **D**ispersion **C**ompensation **F**iber - Fibre à compensation de dispersion
- ddp : **d**ensité **d**e **p**robabilité
- DFB : **D**istributed **F**eed**B**ack Laser - Laser à contre-réaction distribuée
- DM : **D**iamètre de **M**ode
- DSF : **D**ispersion **S**hifted **F**iber - Fibre à dispersion décalée
- ECOFON : **E**tude des **C**omposants **O**ptiques à base de **F**ibres **O**ptiques **N**on-linéaires
- EDFA : **E**rbium **D**oped **F**iber **A**mplifier - Amplificateur à fibre dopée à l'erbium
- ENLS : **E**quation **N**on-**L**inéaire de **S**chrödinger
- ESA : **E**mission **S**pontannée **A**mplifiée
- EVC : **E**quipe **V**erres et **C**éramiques
- FdT : **F**onction **d**e **T**ransfert
- FFT : **F**ast **F**ourier **T**ransform - Transformée de Fourier rapide
- FMC : **F**ibre **M**icrostructurée **C**halcogénure
- FMS : **F**ibre **M**icrostructurée en **S**ilice
- FOTON : **F**onction **O**ptiques pour les **T**echnologies de l'informati**ON**
- f-SSF : **f**irst order **S**plit-**S**tep **F**ourier - split-step Fourier du premier ordre
- FUTUR : **F**onctions optiq**U**es pour les **T**ransmissions à très ha**U**t débit dans le **R**éseau cœur
- FWM : **F**our-**W**ave **M**ixing - Mélange à quatre ondes
- GVD : **G**roup **V**elocity **D**ispersion - Dispersion de vitesse de groupe
- HNA : **H**igh **N**umerical **A**perture - fibre à fort ouverture numérique

- 
- IFWM : **I**ntrachannel **F**our-**W**ave **M**ixing - Mélange à quatre ondes intracanal
  - IREENA : **I**nstitut de **R**echerche en **E**lectrotechnique et **E**lectronique de **N**antes **A**tlantique
  - LASER : **L**ight **A**mplification by **S**imulated **E**mission of **R**adiation - Amplification de lumière par radiation d'émission stimulée
  - LEM : **L**ocal **E**rror **M**ethod - Méthode à erreur locale
  - MEB : **M**icroscope **E**lectronique à **B**alayage
  - MCLEM : **M**odified **C**ontrolled **E**rror **M**ethod - méthode à erreur locale modifiée contrôlée
  - MLEM : **M**odified **L**ocal **M**ethod - Méthode à erreur locale modifiée
  - NF : **N**oise **F**igure - Facteur de bruit
  - NRZ : **N**on-**R**eturn-to-**Z**ero - Non retour à zéro
  - NZDSF : **N**on-**Z**ero **D**ispersion **S**hifted **F**iber - Fibre à dispersion décalée non-nulle
  - ON : **O**uverture **N**umérique
  - OSA : **O**ptical **S**pectrum **A**nalysér - Analyseur du spectre optique
  - OSNR : **O**ptical **S**ignal to **N**oise **R**atio - Rapport signal sur bruit optique
  - OTDR : **O**ptical **T**ime **D**omain **R**eflectometry - Réflectométrie optique dans le domaine temporel
  - PERFOS : **P**late-forme d'**E**tudes et de **R**echerche sur les **F**ibres **O**ptiques **S**péciales
  - PERSYST : **P**late-forme d'**E**valuation et de **R**echerche sur les **S**YStèmes de **T**élécommunication
  - PMD : **P**olarization **M**ode **D**ispersion - Dispersion modale de polarisation
  - PRBS : **P**seudo-**R**andom **B**it **S**equence - Séquence pseudo-aléatoire
  - PSK : **P**hase **S**hifted **K**eying - Modulation de phase
  - RA : **R**aman **A**mplifier - Amplificateur Raman
  - RZ : **R**eturn-to-**Z**ero - Retour à zéro
  - SBS : **S**timulated **B**rillouin **S**cattering - Diffusion Brillouin stimulée
  - SMF : **S**ingle **M**ode **F**iber - Fibre monomode
  - SOA : **S**emiconductor **O**ptical **A**mplifier - Amplificateur optique à semiconducteurs
  - SPM : **S**elf-**P**hase **M**odulation - Auto-modulation de phase
  - SRS : **S**timulated **R**aman **S**cattering- - Diffusion Raman stimulée
  - SSF : **S**plit-**S**tep **F**ourier
  - S-SSF : **S**ymetrized **S**plit-**S**tep **F**ourier - Split-step Fourier symétrique
  - s-SSF : second order **S**plit-**S**tep **F**ourier - Split-step Fourier du deuxième ordre
  - WDM : **W**avelength **D**ivision **M**ultiplexing - Multiplexage en longueur d'onde
  - XPM : **C**ross (**X**) **P**hase **M**odulation - Modulation de la phase croisée

# Introduction

Les technologies de l'information prennent une part de plus en plus importante dans les activités humaines. Les réseaux de transport de l'information, qu'ils soient interurbains ou internationaux, utilisent aujourd'hui un support quasi-unique : la fibre optique, seule technique capable de répondre aux besoins en termes de capacité de liaison.

Le transport d'information par fibre optique, sur de longues distances, doit s'effectuer de manière à préserver au mieux l'information, en évitant les distorsions linéaires et non linéaires du signal ainsi que l'accumulation du bruit des amplificateurs optiques en ligne. Avec l'augmentation du débit par canal, la compensation des dispersions chromatiques et de polarisation est de plus en plus délicate à mettre en œuvre. Il devient alors utile, voire indispensable, de régénérer le signal à l'aide de traitements appropriés [15]. Si aujourd'hui une technique courante consiste à passer par l'électronique, une voie prometteuse pour des débits supérieurs à 40 Gbit/s consiste à utiliser l'optique non linéaire pour réaliser ces fonctions de manière tout optique. Un des enjeux des futurs réseaux de télécommunications réside dans l'augmentation de l'efficacité des dispositifs réalisant ces fonctions non-linéaires pour le traitement tout optique du signal, qui doivent être compacts, robustes, peu coûteux et ultra-rapides.

Le Laboratoire Fonctions Optiques pour les Technologies de l'information (FOTON, UMR CNRS 6082) à Lannion est spécialiste du domaine du traitement tout-optique du signal à des débits de 40 Gbit/s et plus. Il développe des fonctions optiques de régénération ou de conversion de longueur d'onde basées sur l'utilisation d'amplificateurs à semiconducteurs, d'absorbants saturables à semiconducteurs et, plus récemment, de fibres optiques non-linéaires.

Les dispositifs basés sur l'utilisation d'une non-linéarité dans les fibres optiques (l'effet Kerr en général) sont très prometteurs en raison de leur temps de réponse quasi instantané (le temps de réponse de l'effet Kerr est de quelques femtosecondes), de leur large gamme spectrale d'utilisation, de leur grande tolérance à la puissance utilisée et du fait que, dans la fibre, la non-linéarité peut être exaltée par la grande longueur d'interaction avec le milieu [16].

Au cours des dernières années, les dispositifs à base de fibres optiques non-linéaires ont démontré leur efficacité pour plusieurs types d'applications telles que la régénération tout-optique, la conversion longueur d'onde, la génération de supercontinuum, etc. [17].

Le développement de dispositifs compacts à base de fibres optiques, fonctionnant avec de faibles puissances optiques, reste toujours un enjeu important et conduit les scientifiques du domaine à élaborer des fibres optiques de plus en plus performantes, c'est-à-dire de plus en plus non-linéaires.

Deux voies existent pour augmenter la non-linéarité des fibres optiques. Premièrement, on peut chercher à fibrer des verres dont le coefficient Kerr est intrinsèquement élevé. C'est le cas des verres de chalcogénure par exemple qui peuvent avoir un coefficient Kerr jusqu'à 500 fois celui de la silice [18]. Deuxièmement, on peut confiner l'énergie du signal sur de très petits diamètres, augmentant ainsi l'intensité optique. Cette deuxième voie se trouve en plein essor depuis quelques années grâce à l'apparition des fibres optiques microstructurées [19].

C'est en partant du constat que peu de travaux réunissaient les deux approches précédentes, qu'est née l'idée d'unir les compétences lannionaises et rennaises en matière de fibres optiques pour concevoir les fibres les plus non linéaires de l'état de l'art et d'explorer leurs potentialités dans le domaine des télécommunications optiques. Les principaux acteurs de ce projet, appelé ECOFON (Etude des Composants Optiques à base de Fibres Optiques Non-linéaires), sont FOTON (porteur du projet), la Plateforme d'Etudes et de Recherches sur les Fibres Optiques Spéciales (PERFOS) à Lannion, spécialiste des fibres optiques microstructurées et l'Equipe Verres et Céramiques (EVC) de l'UMR 6226 Sciences Chimiques de Rennes, spécialiste de la synthèse de verres de chalcogénure. Le projet ECOFON bénéficie du soutien de la Région Bretagne à travers le financement de la présente thèse et de l'Université de Rennes 1 à travers le financement d'équipements dans le cadre d'un Bonus Qualité Recherche. Le projet ECOFON est inscrit comme projet du Groupement d'Intérêt Scientifique sur les Fibres optiques Spéciales (GIS GRIFIS) incluant l'Institut de Recherche en Electrotechnique et Electronique de Nantes Atlantique (IREENA). Le projet ECOFON a été un des éléments initiateurs du projet ANR FUTUR (Fonctions optiques pour les Transmissions à très haut débit dans le Réseau cœur), démarré en mars 2007 et porté par le laboratoire FOTON.

Le but de ce manuscrit est de présenter mes travaux de thèse obtenus dans le cadre du projet ECOFON et du projet FUTUR. Ces travaux examinent la possibilité d'utiliser de nouvelles fibres optiques fortement non-linéaires pour des applications de régénération tout-optique à 40 Gbit/s. Les fibres optiques étudiées sont des fibres optiques microstructurées en verre de silice et en verre de chalcogénure fabriquées par PERFOS et l'EVC. Le régénérateur optique étudié est le régénérateur proposé par P. V. Mamyshev, basé sur le phénomène d'automodulation de phase dans une fibre optique non-linéaire [12]. Les résultats originaux obtenus lors de ce travail de thèse se situent sur les trois plans suivants : la modélisation de la propagation non-linéaire dans les fibres optiques, la caractérisation de fibres optiques non linéaires et l'étude d'un régénérateur tout-optique à 40 Gbit/s.

**Dans le chapitre 1**, nous rappelons les notions générales sur les fonctions optiques pour les télécommunications qui seront utilisées tout au long de ce manuscrit. Nous introduisons d'abord quelques concepts essentiels sur les télécommunications optiques. Nous présentons

ensuite les principaux effets non-linéaires ayant lieu dans les fibres optiques et dressons un état de l'art des fibres optiques fortement non-linéaires pour les télécommunications.

**Dans le chapitre 2**, nous présentons les résultats que nous avons obtenus concernant la modélisation de la propagation non-linéaire dans une fibre optique. Nous introduisons d'abord l'équation non-linéaire de Schrödinger (ENLS) qui gouverne la transmission d'impulsions dans une fibre optique ainsi que plusieurs méthodes numériques, variantes de la méthode split-step Fourier, fréquemment utilisées pour résoudre l'ENLS. Nous examinons ensuite l'origine des erreurs de calcul liées à chacune des méthodes. Pour trois de ces méthodes, nous présentons notre contribution se traduisant par une modification originale de l'algorithme de résolution numérique de l'ENLS permettant d'augmenter l'efficacité de la méthode. Enfin, nous présentons une nouvelle méthode split-step Fourier permettant de résoudre l'ENLS avec une précision choisie.

**Dans le chapitre 3**, nous présentons notre contribution à la caractérisation de nouvelles fibres optiques fortement non-linéaires issus des projets ECOFON et FUTUR. Nous présentons d'abord les résultats de caractérisations concernant les fibres microstructurées en verre de chalcogénure qui constituent, à notre connaissance les premières caractérisations optiques de ce type de fibres. Nous présentons ensuite les caractérisations de fibres optiques microstructurées en verre de silice avec, notamment, l'obtention d'un gain Raman record pour ce type de fibre. Nous proposons enfin une nouvelle méthode permettant de mesurer simplement et efficacement les valeurs de la dispersion chromatique et du coefficient non-linéaire de fibres optiques.

**Le chapitre 4** est consacré à l'étude d'un régénérateur optique à 40 Gbit/s à base de fibres optiques non-linéaires. Après avoir présenté le principe du régénérateur, nous présentons les résultats de l'étude théorique du régénérateur. Nous proposons notamment un abaque pour le dimensionnement du régénérateur et étudions le rôle du pré-filtrage et le mécanisme de gigue temporelle introduite par le régénérateur. L'étude expérimentale du régénérateur met en évidence le rôle néfaste de l'effet Brillouin et du mélange à quatre ondes sur les performances d'un régénérateur à 40 Gbit/s. Une nouvelle architecture de régénérateur, basée sur l'utilisation d'un compresseur d'impulsions, est proposée afin d'éliminer ces effets indésirables. Son efficacité est démontrée au cours d'une expérience de régénération en boucle à recirculation.



# Chapitre 1

## Les fonctions optiques pour les télécommunications

Dans ce chapitre, nous présentons quelques généralités sur les fonctions optiques pour les télécommunications. Le but est d'introduire les notions de bases nécessaires à la compréhension des chapitres suivants. Ce chapitre n'a rien d'exhaustif, il pourra être complété par la lecture d'ouvrages spécialisés ou de manuscrits de thèse tels que ceux des références [1, 2, 20–27].

Dans un premier temps, nous présenterons quelques généralités sur les télécommunications optiques et notamment la fonction de régénération. Dans un deuxième temps, nous présenterons les fibres optiques fortement non-linéaires et les dernières avancées dans le domaine.

### 1.1 Généralités sur les télécommunications optiques

Le schéma d'un système de télécommunications optiques point-à-point est décrit par la figure 1.1. Dans ce système, le signal optique est émis, transporté, régénéré (si il y a lieu) et détecté au moyens de composants optiques ou opto-électroniques.

Dans la suite de ce paragraphe, nous présenterons certains de ces composants en distinguant la partie émission/réception, la partie transport et la partie régénération.

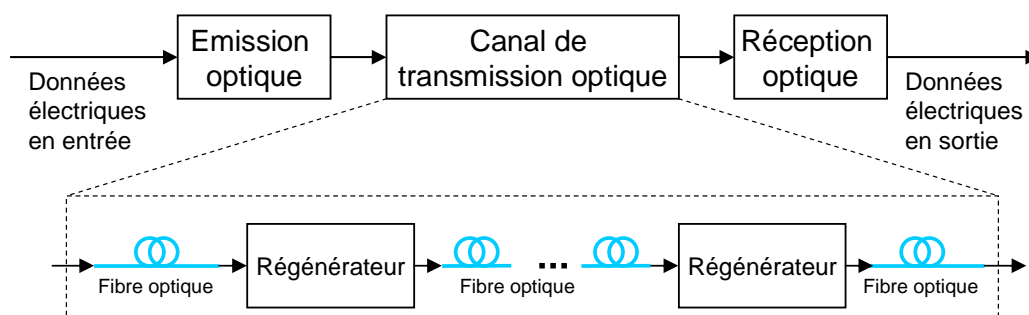


FIG. 1.1 – Schéma d'un système de telecommunications optiques point-à-point.



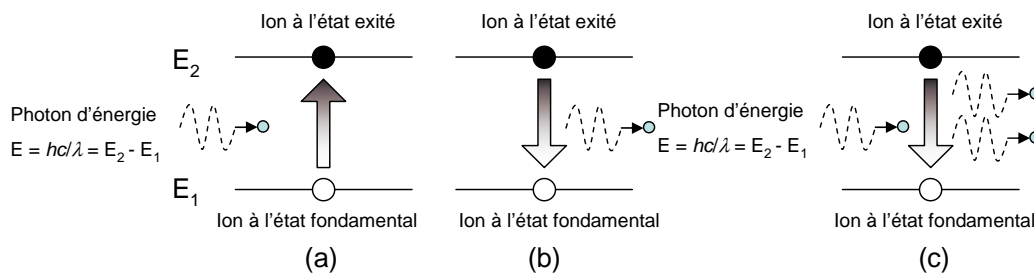


FIG. 1.2 – (a) Absorption, (b) émission spontanée et (c) émission stimulée.

### 1.1.1 La partie émission/réception

#### 1.1.1.1 Le laser

La partie "émission" d'une liaison optique est composée de divers éléments dont un élément clé : le laser (pour Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

Depuis le début des télécommunications par fibre optique, le choix des sources optiques s'est porté sur les lasers à semi-conducteur grâce à leurs petites dimensions (par rapport à celles du cœur des fibres optiques), à la facilité de moduler directement la lumière émise en agissant sur le courant, à leur spectre optique relativement étroit et à leur faible consommation énergétique.

Un laser est un dispositif qui émet de la lumière grâce au phénomène d'émission stimulée. Dans un semi-conducteur, un électron peut passer d'un état à un autre de trois manières différentes (figure 1.2) :

- **L'absorption** (figure 1.2.a) : en absorbant un photon, l'électron peut être amené dans un état plus énergétique. Il passe de l'état lié (électron et trou combinés) à l'état ionisé (électron dans la bande de conduction et trou dans la bande de valence).
- **L'émission spontanée** (figure 1.2.b) : de sa propre initiative, l'électron peut tomber dans un état moins énergétique non occupé (il passe d'un état ionisé à un état lié), en émettant un photon spontané.
- **L'émission stimulée** (figure 1.2.c) : stimulé par un photon, l'électron peut retomber dans l'état le moins énergétique (état lié) en émettant un photon stimulé dont le rayonnement correspond à la même longueur d'onde, la même phase, le même état de polarisation et la même directivité que le photon incident. L'émission stimulée introduit la notion de gain ou d'amplification du rayonnement incident puisque, à partir d'un photon, on en obtient deux.

Pour obtenir l'effet laser et donc rendre l'émission stimulée prépondérante, deux conditions doivent être réalisées :

- Il faut qu'il y ait suffisamment d'électrons dans l'état d'énergie supérieure. Lorsque ceci a lieu, on obtient une inversion de population. Dans un semi-conducteur, cette inversion est réalisée par l'opération de pompage électrique qui consiste à fournir de l'énergie aux électrons afin qu'ils passent dans la bande de conduction.

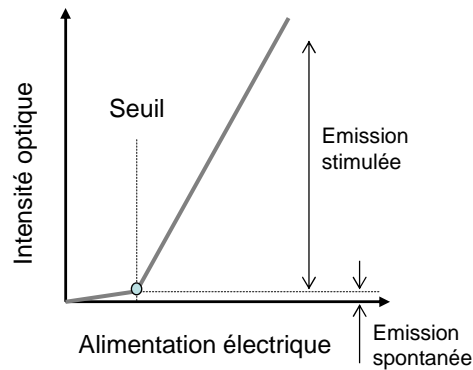


FIG. 1.3 – Fonction de transfert électrique/optique d'un laser.

- Il faut qu'il y ait suffisamment de photons excitateurs. Pour cela, on oblige l'énergie lumineuse à s'accumuler dans un volume limité telle qu'une cavité résonante de type Fabry-Perot par exemple.

La figure 1.3 illustre une courbe de fonction de transfert électrique/optique (caractéristique  $P(I)$ ) d'un laser.

#### 1.1.1.2 Le modulateur

Afin de transmettre des informations par les systèmes de transmissions optiques, il est nécessaire de réaliser une conversion des données électriques en données optiques grâce à un modulateur.

Généralement, il y a deux types principaux de modulation : la modulation d'amplitude (ASK pour Amplitude Shift Keying) et la modulation de phase (PSK pour Phase Shift Keying). Dans la modulation ASK, l'intensité de la lumière est modulée telle que la présence de lumière signifie le symbole "1" et l'absence de lumière signifie le symbole "0". Dans la modulation PSK, la lumière est présente pour les deux symboles mais il y a une différence de phase de  $\pi$  entre deux symboles "1" et "0". Dans ces travaux, nous ne traiterons que de la modulation ASK.

Il existe principalement deux techniques de modulation ASK : (a) la modulation directe et (b) la modulation externe.

**a. La modulation directe** consiste à moduler directement l'intensité de la lumière émise par le laser par le courant d'alimentation du laser [20]. La figure 1.4 montre le schéma et le principe de la modulation directe.

La modulation directe possède quelques avantages tels que la simplicité et le faible coût de mise en oeuvre. Elle comporte cependant une limitation en terme de temps de réponse et n'est pas applicable pour des systèmes de transmissions à haut débit ( $> 10$  Gbit/s) et à large spectre.

**b. La modulation externe** consiste à inscrire les données électriques sur un signal optique continu. Elle est obtenue en modulant optiquement le faisceau lumineux en sortie

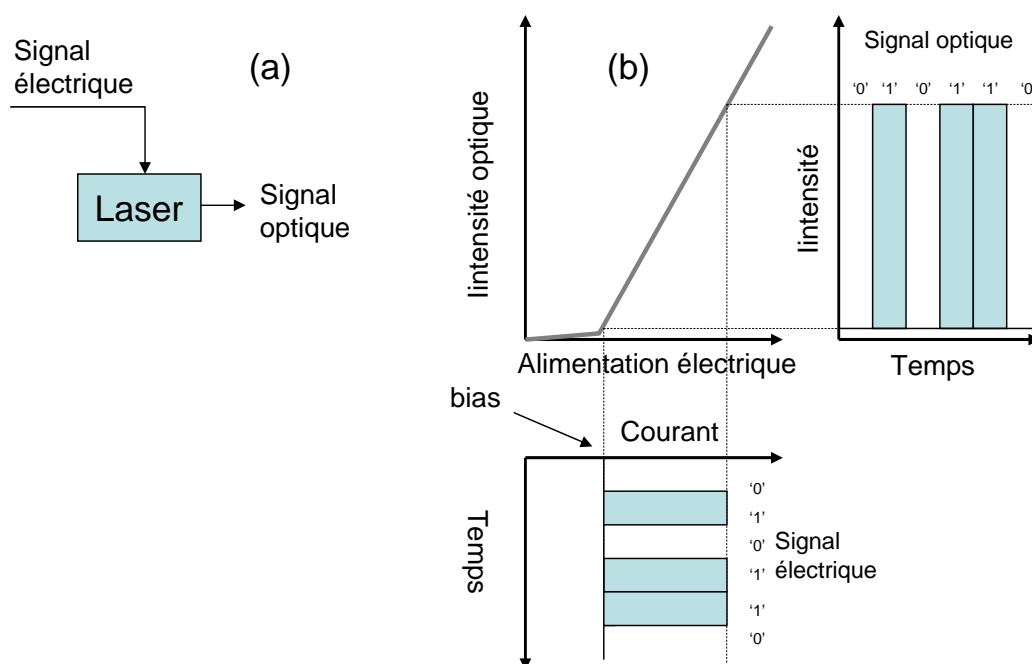


FIG. 1.4 – (a) Schéma et (b) principe de la modulation directe.

du laser et non plus le courant d'alimentation à l'entrée du laser.

De nos jours, une technique courante pour la modulation externe est d'utiliser un interféromètre de Mach-Zehnder (MZI pour Mach-Zehnder Interferometer) à base de niobate de lithium. Le principe de ce composant est de modifier l'indice de réfraction de l'un ou des deux bras de l'interféromètre en y appliquant un champ électrique (effet electro-optique). Une différence de potentiel conduit à un déphasage entre les deux ondes qui se propagent dans les deux bras. Les deux ondes se recombinent ensuite et donnent lieu à des interférences, qui peuvent être constructives (maximum d'intensité transmise) ou destructives (minimum d'intensité transmise).

La figure 1.5 illustre le schéma et le principe d'un modulateur électro-optique. Le champ en sortie du modulateur est proportionnel à  $\cos(\Delta\phi/2)$  où la variation de phase  $\Delta\phi$  est proportionnelle à la différence de tensions ( $V_1 - V_2$ ) avec  $V_1$  et  $V_2$  les tensions appliquées aux deux bras du modulateur.

### 1.1.1.3 Le format RZ et les impulsions optiques

Il existe deux formats principaux pour le codage numérique de type ASK : le format RZ (Return-to-Zero) et le format NRZ (Non-Return-to-Zero). Le format RZ est tel que le signal est éteint d'un bit à l'autre, même si deux symboles "1" sont transmis successivement. C'est un format impulsionnel. Pour le format NRZ, le signal peut garder le même niveau d'un temps bit à l'autre. Si deux symboles "1" se succèdent par exemple, le signal reste au niveau haut. Au cours de ces travaux de thèse, seul le format RZ a été étudié. Par la suite, on parlera fréquemment d'impulsions pour désigner les symboles "1" du signal numérique

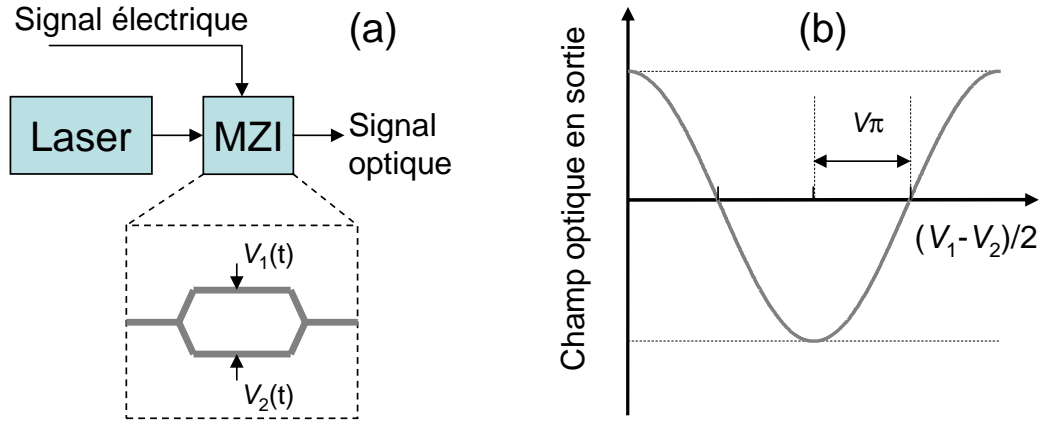
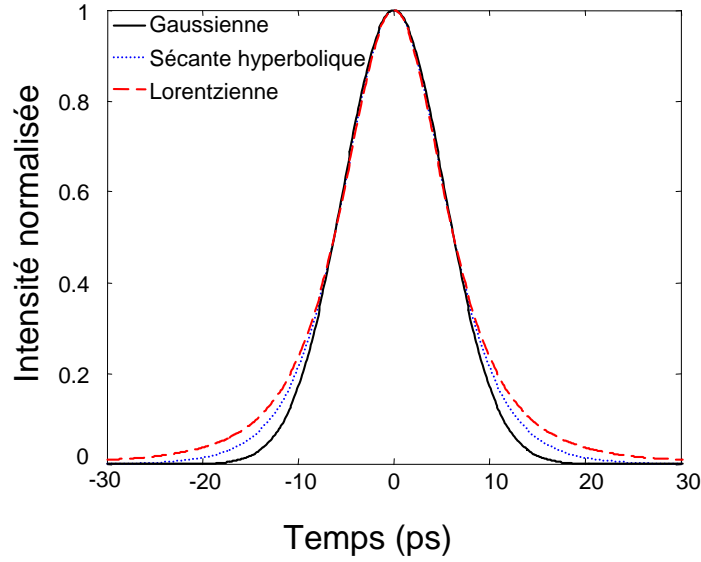


FIG. 1.5 – (a) Schéma et (b) principe d'un modulateur externe.

FIG. 1.6 – Quelques profils d'intensité d'impulsions ( $T_{FWHM} = 12,5$  ps).

optique.

Pour une étude théorique de la transmission optique, plusieurs formes d'impulsion optique peuvent être considérées. Elles se distinguent par des paramètres tels que le profil d'intensité, le profil spectral, la demi-durée  $T_0$  (à  $1/e$  de l'intensité maximale dans le cas d'une impulsion gaussienne), la durée  $T_{FWHM}$  (à mi-hauteur de l'intensité maximale) et la largeur spectrale à 3 dB  $F_{FWHM}$ . La figure 1.6 illustre trois profils temporels d'intensité de trois formes d'impulsions fréquemment utilisées. Les relations entre les paramètres temporels de ces impulsions sont données par le tableau (1.1)

Dans les profils d'intensité d'impulsion ci-dessus, nous n'avons aucune information sur la phase de l'impulsion. Cette information peut être connue si l'on considère le champ électrique lié à l'impulsion. Lorsque la phase de l'impulsion varie de manière hyperbolique dans le temps, sa fréquence instantanée (dérivée de la phase) varie linéairement dans le

Forme d'impulsion	Profil d'intensité	$T_{FWHM}$
Gaussienne	$\exp\left(-\frac{t^2}{T_0^2}\right)$	$1,665 \times T_0$
Sécante hyperbolique	$\text{sech}^2\left(\frac{t}{T_0}\right)$	$1,763 \times T_0$
Lorentzienne	$\frac{1}{\left(1 + \frac{t^2}{T_0^2}\right)^2}$	$1,287 \times T_0$

TAB. 1.1 – Quelques formes d'impulsions et leurs paramètres. Remarque : les définitions de  $T_0$  varient selon la forme d'impulsion mais les définitions de  $T_{FWHM}$  restent les mêmes.

temps. Cette information sur la fréquence instantanée est décrite par un paramètre, appelé coefficient du chirp  $C$ . Ce paramètre correspond à la pente de la variation de la fréquence dans le temps. Par exemple, une impulsion gaussienne "chirpée" avec un coefficient  $C$  est présentée comme suit :

$$U(t) = \exp\left(-\frac{(1 - iC)}{2} \frac{t^2}{T_0^2}\right) \quad (1.1)$$

#### 1.1.1.4 La détection

Le but de la détection est de réaliser la fonction inverse de celle du modulateur à savoir convertir le signal optique en signal électrique. Cette fonction se fait grâce à un composant clé, la photodiode, qui fait la conversion des variations de puissance optique, porteuses d'information, en variations de courant électrique.

Le principe de la photodiode est de convertir l'énergie lumineuse en libérant des électrons dans la jonction P-N de la photodiode. Le courant généré  $I_p$  est proportionnel à la puissance optique  $P_{in}$  [21] :

$$I_p = \frac{\eta\lambda}{1,24} P_{in} \quad (1.2)$$

où  $\eta$  est le rendement de la conversion photon-électron et  $\lambda$  la longueur d'onde de la lumière. Le rendement  $\eta$  dépend du coefficient d'atténuation  $\alpha$  et de la longueur  $W$  de la jonction [21] :

$$\eta = 1 - \exp(-\alpha W) \quad (1.3)$$

#### 1.1.1.5 Le bruit

A la détection, la photodiode crée un courant électrique en présence du rayonnement optique qui l'éclaire. La valeur du courant électrique reçu dans le circuit électrique associé (voir figure 1.7) est proportionnelle au nombre de photons incidents dans la photodiode. Mais le nombre de photons incidents, pendant un intervalle de temps donné, est une variable aléatoire qui suit une loi de Poisson. Par conséquent, le courant détecté dans le circuit est

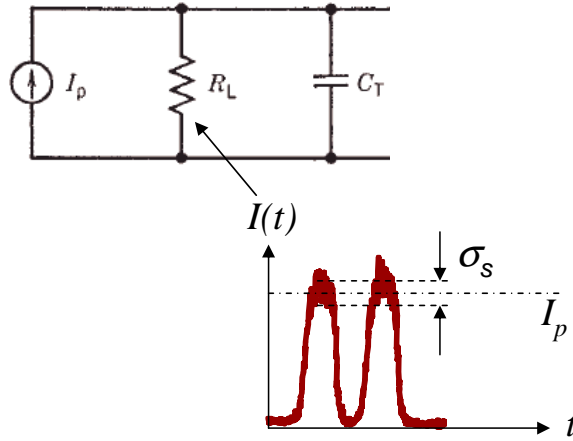


FIG. 1.7 – Circuit associé à la photodiode et courant réel reçu sur la résistance  $R_L$ .  $C_T$  est la capacité totale équivalente des jonctions dans la photodiode.

une variable aléatoire. Ce courant est constitué du signal  $I_p$  pur et du bruit  $i_s(t)$  ajouté par la photodiode :

$$I(t) = I_p + i_s(t) \quad (1.4)$$

Le bruit  $i_s(t)$  est appelé bruit quantique ou bruit de grenaille (shot noise en anglais). Sa variance  $\sigma_s$  est calculée selon la formule [21] :

$$\sigma_s^2 = 2qI_p\Delta f \quad (1.5)$$

où  $q$  est la charge de l'électron et  $\Delta f$  la bande passante effective de la photodiode.

En plus du bruit de grenaille, la détection va ajouter un autre type de bruit appelé bruit thermique.

Dans les études que nous mènerons par la suite, nous négligerons ces deux types de bruits introduits lors de la détection pour ne considérer que le bruit d'origine optique. L'origine du bruit optique sera détaillée au paragraphe 1.1.3.2.

#### 1.1.1.6 Le rapport signal sur bruit optique

Considérons un signal présentant un bruit optique. Comme nous le verrons au paragraphe 1.1.3.2, le bruit optique provient de l'émission spontanée des amplificateurs optiques.

Le rapport signal sur bruit optique (ou OSNR pour Optical Signal to Noise Ratio) est un paramètre permettant de quantifier la qualité du signal à la réception. La valeur de ce paramètre est le rapport entre la puissance du signal optique et la puissance du bruit optique. Ce paramètre doit être supérieur à une certaine valeur pour que le signal puisse être détecté correctement.

L'OSNR est mesuré dans le domaine spectral. C'est le rapport entre la puissance optique du signal sur le domaine spectral occupé par le signal et la puissance du bruit optique

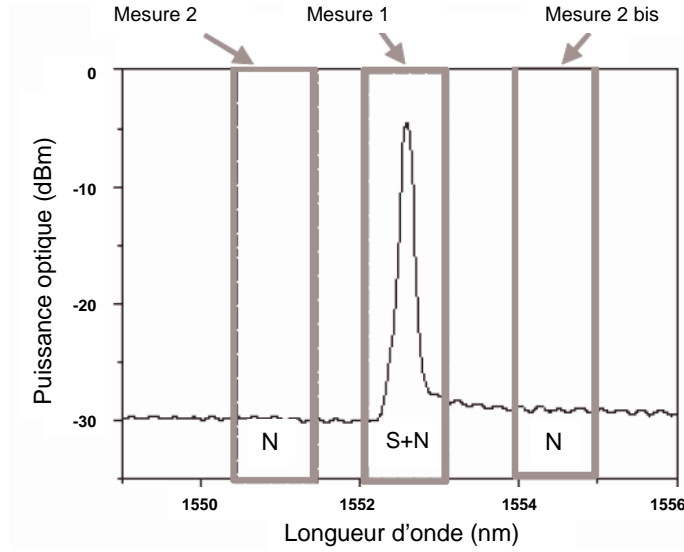


FIG. 1.8 – Exemple de mesure pour calculer l'OSNR, d'après [1].

mesurée sur une bande de référence, en général 0,1 nm. L'unité de l'OSNR est en général le dB/0,1nm.

La figure 1.8 décrit le principe d'une telle mesure.

La première mesure  $P_1$  consiste à mesurer en même temps le signal et le bruit associé. La deuxième mesure  $P_2$  est le résultat de deux mesures de bruit (de part et d'autre du signal). L'OSNR en dB, sur une bande spectrale  $B$ , est calculé par la formule :

$$\text{OSNR}^B(\text{dB}) = 10\log\left(\frac{P_{\text{signal}}^B}{P_{\text{bruit}}^B}\right) = 10\log\left(10^{P_1/P_2} - 1\right) \quad (1.6)$$

Pour ramener à une bande spectrale déterminée, par exemple 0,1 nm, on utilise la formule suivante :

$$\text{OSNR}^{0,1\text{nm}}(\text{dB}) = \text{OSNR}^B(\text{dB}) + 10\log\left(\frac{B(\text{nm})}{0,1}\right) \quad (1.7)$$

#### 1.1.1.7 Le diagramme de l'œil

Le diagramme de l'œil est la superposition d'un grand nombre de symboles binaires du signal émis. Il est obtenu, dans le domaine électrique après détection par une photodiode, au moyen d'un oscilloscope à échantillonnage, et d'une synchronisation à la fréquence de l'horloge.

Il permet d'évaluer la qualité du signal en termes de bruit d'amplitude, d'interférences entre symboles ou de gigue temporelle.

La figure 1.9 représente des exemples de diagrammes de l'œil.

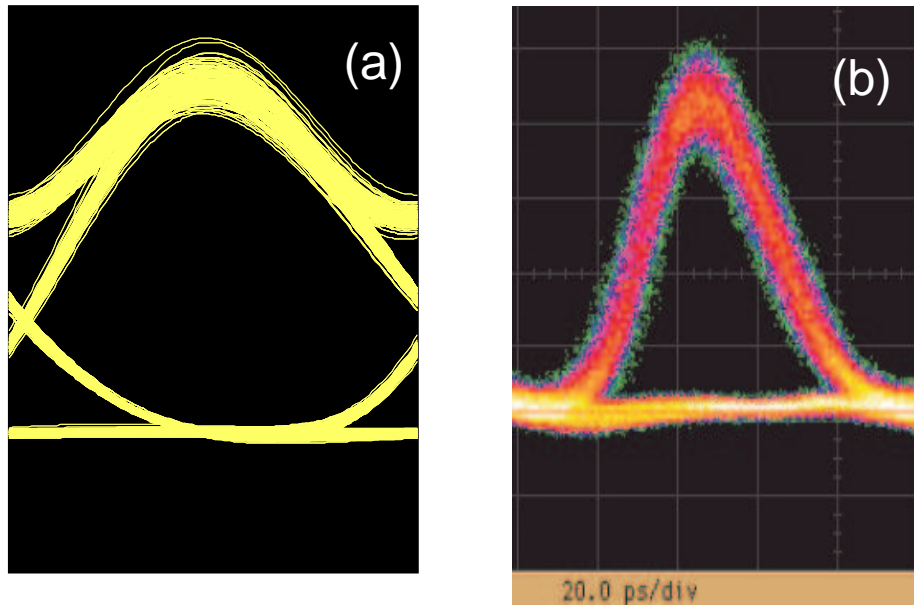


FIG. 1.9 – Exemples de diagrammes de l'œil simulé (a) et expérimental (b).

#### 1.1.1.8 La décision

On doit assurer, en bout de transmission, une bonne qualité d'information. Pour cela, une remise en forme du signal détecté est réalisée grâce au bloc de décision. Ce dernier est composé d'un détecteur à seuil et d'un circuit de récupération d'horloge, encore appelé circuit de synchronisation. La figure 1.10 illustre le principe de la décision au moyen d'un diagramme de l'œil.

A un instant donné, appelé instant de décision, le niveau du signal est mesuré. Généralement, les niveaux mesurés sont distribués autour de deux valeurs moyennes  $I_1$  et  $I_0$ . La variation autour du niveau haut  $I_1$  est appelée bruit sur les "1" et la racine carrée de la variance des densités de probabilité est appelée  $\delta_1$ . La variation autour du niveau bas est appelée bruit sur les "0" et la racine carrée de la variance des densités de probabilité est appelée  $\delta_0$ . Il nous semble bon de préciser que, par abus de langage, les impulsions optiques présentant un niveau après détection proche du niveau  $I_1$ , respectivement  $I_0$ , sont souvent appelées symboles "1", respectivement symboles "0". Il s'agit en effet d'un abus de langage puisque, pour un signal bruité ou distordu, il existe une probabilité non nulle qu'un niveau proche de  $I_1$  corresponde en réalité à un "zéro". De même un niveau proche de  $I_0$  peut correspondre à un "un".

On notera que l'instant de décision doit provenir d'une horloge synchronisée sur le signal incident. Cette récupération de rythme peut être effectuée grâce à une boucle à verrouillage de phase classique.

Une fois détecté, le niveau du signal reçu est comparé à un seuil de décision. S'il est supérieur, alors un niveau haut est détecté (signal "1"), sinon, c'est un niveau bas (signal "0").



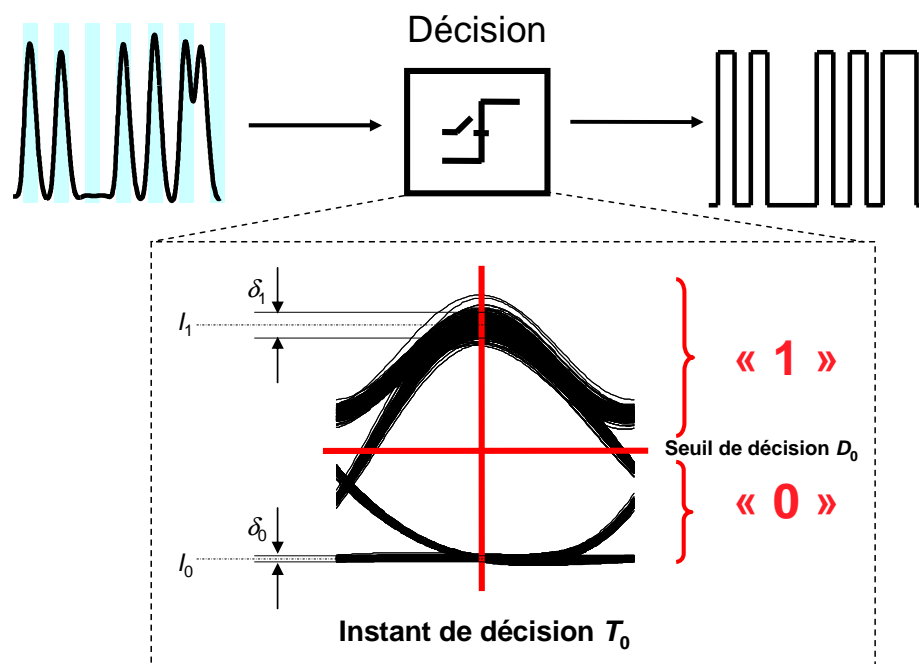


FIG. 1.10 – Principe de la décision.

#### 1.1.1.9 Le taux d'erreur binaire

Le moyen quantitatif pour évaluer la qualité d'une transmission consiste à évaluer la probabilité d'erreur, qui correspond à la probabilité de prendre une décision erronée sur un bit. Le taux d'erreur binaire (TEB) est le rapport entre le nombre de bits erronés et le nombre de bits émis.

Comme nous l'avons décrit dans le paragraphe 1.1.1.8, le récepteur prend une décision sur la présence d'un symbole "1" ou "0" selon le niveau de signal reçu à un instant donné appelé instant de décision. Si les fluctuations d'amplitude et temporelles sont importantes, la tension d'un symbole "1" peut passer au-dessous du seuil et la tension d'un symbole "0" au-dessus du seuil, des erreurs sont alors commises.

Pour nos travaux dans le laboratoire, un TEB acceptable à la réception est généralement inférieur à  $10^{-9}$ .

#### 1.1.1.10 La pénalité

Lorsque des fonctions optiques sont insérées dans un système de transmission, elles vont modifier les performances de ce système. Pour évaluer l'impact de la modification, on utilise un paramètre : la pénalité. Il est défini comme la différence (en dB) entre les puissances reçues sur le récepteur pour avoir un TEB donné (par exemple  $10^{-9}$ ) avant et après l'insertion de la fonction dans le système (notons que la puissance reçues sur le récepteur pour avoir un TEB de  $10^{-9}$  est appelée sensibilité du récepteur). La mesure de la pénalité évalue le bruit ajouté et les déformations du signal introduites par le dispositif. La figure 1.11 illustre une exemple

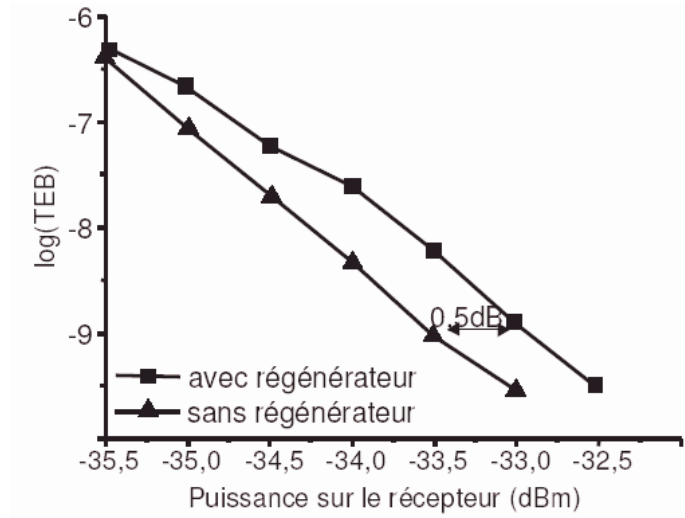


FIG. 1.11 – Un exemple d'évaluation de la pénalité d'un régénérateur dans un système de transmission, d'après [2].

de mesure de pénalité due à l'insertion d'un régénérateur dans un système. La pénalité pour un TEB de  $10^{-9}$  est de 0,5 dB.

#### 1.1.1.11 Le facteur de qualité $Q$

Le facteur de qualité est un paramètre permettant de quantifier la qualité d'un diagramme de l'œil. Il est défini par [21, 23] :

$$Q = \frac{I_1 - I_0}{\delta_1 + \delta_0} \quad (1.8)$$

où  $I_1$  et  $I_0$  sont les valeurs moyennes des photo-courants des symboles "1" et "0" et  $\delta_1$  et  $\delta_0$ , les racines carrées des variances des densités de probabilité des symboles "1" et "0".

Lorsque les hypothèses de la distribution gaussienne de bruit et de l'équilibre entre la présence des "1" et des "0" sont valables, nous avons une relation mathématique entre le facteur de qualité  $Q$  et le taux d'erreur binaire TEB [21] :

$$TEB = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \approx \frac{\exp(-Q^2/2)}{Q\sqrt{2\pi}} \quad (1.9)$$

où

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-t^2} dt \quad (1.10)$$

Notons que dans les systèmes de télécommunication actuels, le TEB fixé pour une transmission optique correcte est de  $10^{-9}$  sans code correcteur d'erreur (ou FEC pour Forward Error Correction), ce qui correspond à une valeur de facteur de qualité  $Q = 6$ . Avec FEC, le TEB maximum acceptable est de l'ordre  $10^{-4}$ , ce qui correspond à une valeur de facteur de qualité  $Q = 3,7$ .

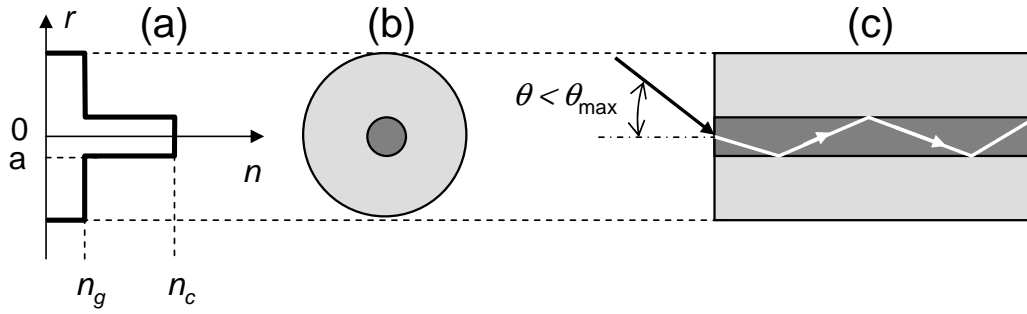


FIG. 1.12 – (a) Distribution de l'indice, (b) section transverse d'une fibre à saut d'indice et (c) principe du guidage de la lumière par réflexion totale interne.

Après avoir passé en revue les différents éléments faisant partie de la partie émission ou de la partie réception d'une ligne de télécommunications optiques, nous allons maintenant nous intéresser au support de transmission, c'est-à-dire à la fibre optique standard.

### 1.1.2 La fibre optique standard

Une fibre optique conventionnelle peut être schématisée par une partie centrale (cœur) d'indice de réfraction  $n_c$  entourée d'une gaine dont l'indice de réfraction  $n_g$  est légèrement plus faible. Le cœur, constitué d'un matériau diélectrique transparent, est généralement de la silice dopée en oxyde de germanium  $\text{GeO}_2$  et/ou de potassium  $\text{P}_2\text{O}_5$ .

La plupart des fibres optiques ont un cœur de symétrie cylindrique autour d'un axe noté Oz appelé axe de propagation. La section transverse présente une différence d'indice entre le cœur et la gaine qui peut être discontinue (fibre à saut d'indice) ou graduelle (fibre à gradient d'indice).

La figure 1.12 schématise la section transverse d'une fibre à saut d'indice et le principe du guidage de la lumière par réflexion totale interne dans le cœur de la fibre.

La lumière se propage le long de la fibre par réflexions successives entre le cœur et la gaine. Cela n'est possible que si le cœur et la gaine sont constitués de matériaux transparents et que l'indice de réfraction de la gaine est inférieur à celui du cœur (une différence de quelques pourcents est suffisante). La seconde condition est d'envoyer un signal lumineux dans la fibre avec un angle inférieur à un angle critique  $\theta_{max}$  (voir figure 1.12.c). On utilise un paramètre appelé l'ouverture numérique (ON) pour quantifier cette valeur angulaire. Elle représente une mesure de la quantité maximum de lumière qu'un système optique peut accepter. Elle s'écrit [22] :

$$\text{ON} = \sin(\theta_{max}) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.11)$$

Dans une fibre optique, la lumière peut être guidée selon plusieurs modes. Le paramètre  $V$ , appelé fréquence normalisée, est un paramètre important pour définir les conditions de propagation monomode [22] :

$$V = \frac{2\pi a \text{ON}}{\lambda} \quad (1.12)$$

où  $a$  est le rayon du cœur de la fibre et  $\lambda$  la longueur d'onde.

L'intérêt du guidage monomode est d'éviter l'effet de dispersion intermodal qui cause une déformation du signal lumineux dans la fibre. Dans le cadre de cette thèse, nous ne parlerons que de fibres monomodes. Pour s'adapter à la condition de guidage monomode, une fibre optique à saut d'indice doit vérifier  $V < 2,405$  [23]. En d'autres termes, la longueur d'onde utilisée doit être supérieure à longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  (en dessous de  $\lambda_c$ , un deuxième mode apparaît dans la fibre). La longueur d'onde de coupure est déterminée à partir de la formule (1.12). Elle vaut :

$$\lambda_c = \frac{2\pi a \text{ON}}{2,405} \quad (1.13)$$

### 1.1.2.1 Le mode fondamental

Le mode fondamental est le seul mode guidé par une fibre monomode. Mathématiquement, le mode fondamental est la seule solution des équations de Maxwell qui décrit la propagation des champs électromagnétiques dans une fibre optique lorsque  $V < 2,405$ .

Un paramètre important caractérisant le mode fondamental dans une fibre est l'aire effective (ou surface effective) qui est calculée à partir de la répartition transverse du champ modal se propageant dans la fibre. Soit  $F(r)$  la distribution de ce champ en fonction du rayon transverse de la fibre dont l'origine est au centre du cœur. Par intégration sur toute la section droite de la fibre, l'aire effective  $A_{eff}$  est définie par [22] :

$$A_{eff} = \frac{(\int_0^\infty |F(r)|^2 dr)^2}{\int_0^\infty |F(r)|^4 dr} \quad (1.14)$$

Si la distribution spatiale de mode est supposée de forme gaussienne, l'aire effective est calculée par la formule suivante [22] :

$$A_{eff} = \pi w^2 \quad (1.15)$$

où  $w$  est la demi largeur du mode à  $1/e^2$  du pic maximal d'intensité.

En général, le mode fondamental d'une fibre optique peut être assimilé à une distribution gaussienne. La figure 1.13 présente la distribution réelle (mesurée expérimentalement) du mode fondamental et son approximation gaussienne.

La distribution transverse du mode fondamental est approchée par une forme gaussienne de la forme :

$$\Phi(r) = A \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \quad (1.16)$$

On choisit  $w$  de manière à maximiser l'intégrale de recouvrement entre les solutions approchée et exacte :

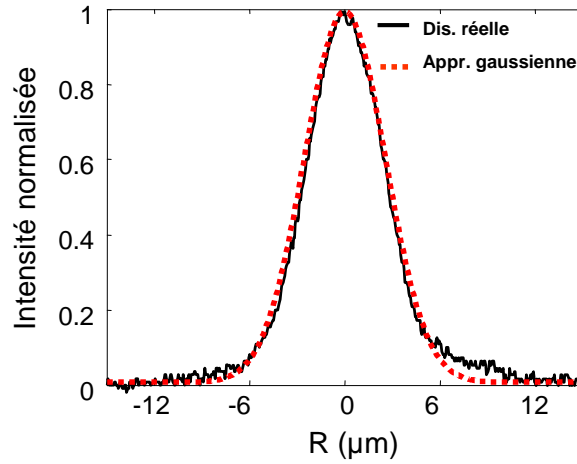


FIG. 1.13 – Distribution d'intensité de mode fondamental (ligne continue) et son approximation par une forme gaussienne (ligne discontinue).

$$\eta = \frac{\int_0^{+\infty} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) F(r) r dr}{\sqrt{\int_0^{+\infty} \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right) r dr \int_0^{+\infty} F^2(r) r dr}} \quad (1.17)$$

Lorsque  $\eta$  est maximum,  $w$  est considéré comme une valeur optimisée.

Il existe une expression analytique empirique qui permet de déterminer  $w$  en fonction de  $V$  pour une fibre standard à saut d'indice. Il s'agit de la formule de Marcuse dont la précision est meilleure que 1% pour  $1,2 < V < 2,4$  [28] :

$$\frac{w}{a} = 0,65 + 1,619V^{-3/2} + 2,879V^{-6} \quad (1.18)$$

Le facteur de confinement décrit la fraction de puissance du mode contenue dans le cœur par rapport à la puissance totale du mode :

$$\Gamma = \frac{P_{\text{cœur}}}{P_{\text{totale}}} = \frac{\int_0^a F(r) r dr}{\int_0^{+\infty} F(r) r dr} = 1 - \exp\left(-\frac{2a^2}{w^2}\right) \quad (1.19)$$

La figure 1.14 présente la dépendance en  $V$  du facteur de confinement. On remarque que  $\Gamma$  n'est pas égal à 1 si  $V = 2,405$ , donc qu'une certaine partie de la puissance se propage dans la gaine. On constate également que  $\Gamma$  diminue rapidement lorsque  $V$  diminue.

### 1.1.2.2 L'atténuation

L'atténuation est la grandeur physique qui traduit l'affaiblissement du signal au cours de la propagation.

Soient  $P_0$  et  $P_L$  les puissances à l'entrée et à la sortie d'une fibre de longueur  $L$ . L'atténuation dite linéique se traduit par une décroissance exponentielle de la puissance en fonction de la longueur de fibre :

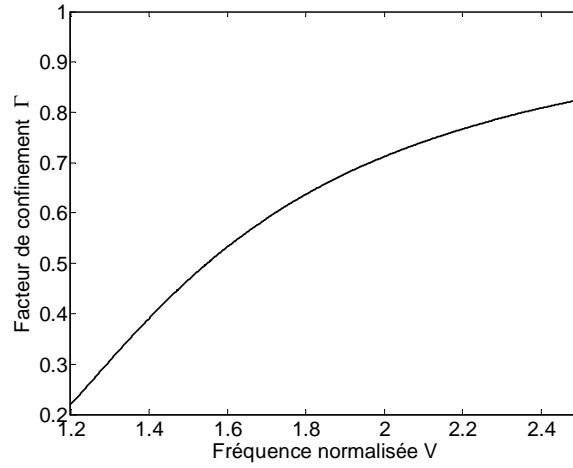


FIG. 1.14 – Facteur du confinement du mode fondamental dans le cœur en fonction de la fréquence normalisée  $V$ .

$$P_L = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (1.20)$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'atténuation linéique ( $\text{m}^{-1}$ ).

On utilise souvent le coefficient d'atténuation exprimé en dB/km. Il est relié à  $\alpha$  par la relation :  $\alpha \text{ en dB/km} = 4343\alpha \text{ (en } \text{m}^{-1})$

L'atténuation de la fibre a plusieurs origines [29]. On citera notamment l'absorption intrinsèque de la silice, la diffusion Rayleigh, la diffusion par les inhomogénéités de la fibre et l'absorption par des impuretés présentes dans la fibre, majoritairement les ions  $\text{OH}^-$ . L'atténuation a également une origine mécanique : courbures, micro-courbures ou fluctuations du diamètre de la fibre mais aussi épissures (zones de jonctions entre la fibre et un autre élément de la liaison donnant lieu à de la diffusion ou de la réflexion).

La figure 1.15 présente la courbe d'atténuation dans une fibre standard en silice (ou SMF pour Single Mode Fiber).

L'atténuation varie suivant la longueur d'onde. La diffusion Rayleigh limite les performances dans le domaine des courtes longueurs d'onde (domaine du visible et du proche infrarouge) et le pic d'absorption, dû à la présence de radicaux  $\text{OH}^-$  dans la silice, limite les performances autour de 1400 nm. Ce pic d'OH est la principale cause de séparation de la bande conventionnelle (bande C ou fenêtre autour de 1550 nm) et la bande originelle (bande O ou fenêtre autour de 1300 nm) dans les télécommunications.

Les fibres en silice connaissent un minimum d'atténuation vers 1550 nm. Cette longueur d'onde sera donc privilégiée pour les communications optiques. L'histoire des communications optiques est parsemée de jalons concernant l'évolution de la fabrication des fibres optiques :

- En 1970, la compagnie Corning Glass Works réalise une fibre silice avec des pertes de 20 dB/km par la méthode de dépôt chimique en phase vapeur [30].

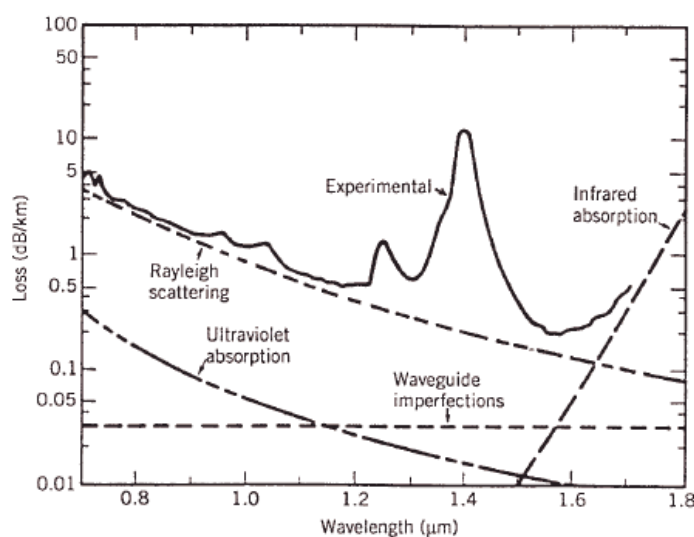


FIG. 1.15 – Atténuation dans une fibre optique en silice, d'après [3].

- En 1974, Bell laboratories réalise une fibre silice avec des pertes de 2 à 3 dB/km à 1060 nm par la méthode de dépôt chimique en phase vapeur métallique [31].
- En 1976, NTT et Fujikura Ltd. fabriquent une fibre avec des pertes de 0,47 dB/km à 1200 nm en utilisant les techniques de réduction de l'absorption des pics OH dans la fibre [32].
- En 1979, NTT réussit à fabriquer une fibre avec des pertes de 0,2 dB/km à 1550 nm en utilisant des techniques pour minimiser l'imperfection géométrique de la fibre [3].
- En 1986, un record de pertes dans une fibre a été établi par la compagnie Sumitomo Electric Industries Ltd. : 0,154 dB/km à 1550 nm [33].

Depuis, les fabricants de fibre dans le monde maîtrisent les techniques de fabrication. Ils produisent en général des fibres silice avec les pertes d'environ 0,2 dB/km.

De nos jours, la maîtrise des procédés de fabrication permet d'atteindre couramment une atténuation aussi faible que 0,15 dB/km à 1550 nm [34].

### 1.1.2.3 La dispersion chromatique

Dans une fibre monomode, la dispersion chromatique est un paramètre important puisqu'elle traduit la différence de vitesse de groupe entre différentes longueurs d'onde. Elle résulte de la variation de l'indice de réfraction  $n(\omega)$  vu par l'onde en fonction de sa fréquence. La dispersion chromatique (ou GVD pour Group Velocity Dispersion) introduit différents retards de propagation pour différentes composantes spectrales du signal, une impulsion peut donc s'élargir. La GVD a deux origines dans la fibre : la dispersion due aux caractéristiques géométriques du guide d'onde et la dispersion due au matériau.

Pour déterminer la valeur de la dispersion, la constante de propagation  $\beta$  est développée en série de Taylor d'autour de la pulsation centrale  $\omega_0$  de l'onde [22] :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots \quad (1.21)$$

où

$$\beta_m = \left( \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (1.22)$$

Le paramètre  $\beta_1$  est lié à la vitesse de groupe des ondes  $\beta_1 = v_g^{-1}$ , le paramètre  $\beta_2$  est le coefficient de dispersion du deuxième ordre, et le paramètre  $\beta_3$  le coefficient de dispersion du troisième ordre.

Dans la pratique, il est commode d'utiliser un paramètre qui exprime le retard de groupe  $D$  (appelé dans la suite "dispersion" de la fibre) [22] :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.23)$$

L'unité de la dispersion  $D$  est la ps/nm/km. Cela signifie que pour 1 km de propagation, deux longueurs d'onde écartées de 1 nm ont un écart temporel en picoseconde égal à  $D$  à la sortie. Dans la zone de dispersion positive  $D > 0$  (ou dispersion anormale), une longueur d'onde  $\lambda_0$  se propage plus vite qu'une longueur d'onde plus grande  $\lambda_0 + \Delta\lambda$ . Inversement, une longueur d'onde  $\lambda_0$  se propage plus vite qu'une longueur d'onde plus courte  $\lambda_0 - \Delta\lambda$  dans la zone de dispersion négative  $D < 0$  (ou dispersion normale). Le phénomène de dispersion cause un élargissement temporel des impulsions au cours de la propagation.

Pour évaluer l'élargissement subi par une impulsion de durée  $T_0$  se propageant dans une fibre de dispersion  $D$ , on utilise un paramètre appelé la longueur de dispersion :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.24)$$

Dans la pratique,  $L_D$  est la longueur de fibre pour laquelle une impulsion va être élargie d'un facteur  $\sqrt{2}$  si la fibre est purement dispersive.

De nos jours, la maîtrise de la fabrication des fibres permet d'avoir des fibres optiques couvrant une large gamme de dispersion à une longueur d'onde donnée. Par exemple, à 1550 nm, la fibre standard en silice (SMF) a une dispersion positive d'environ 17 ps/nm/km, la fibre à dispersion décalée (ou DSF pour Dispersion Shifted Fiber) a une dispersion nulle, la fibre à dispersion décalée non-nulle (ou NZDSF pour Non-Zero Dispersion Shifted Fiber) a une dispersion de quelques ps/nm/km (positive ou négative) et la fibre à compensation de dispersion (ou DCF pour Dispersion Compensating Fiber) a une dispersion négative de plusieurs dizaines de ps/nm/km. La figure 1.16 illustre une courbe de dispersion de la fibre SMF. La dispersion est positive si  $\lambda > 1310$  nm.

Lorsque la dispersion de la fibre est petite (autour de zéro) ou que la durée de l'impulsion est très courte (inférieure à 1 ps), il est indispensable de prendre en compte la dispersion du troisième ordre  $\beta_3$  qui traduit un changement de la valeur de la dispersion avec la longueur d'onde. La pente  $S$  de la dispersion est liée à  $\beta_3$  par la formule suivante [21] :



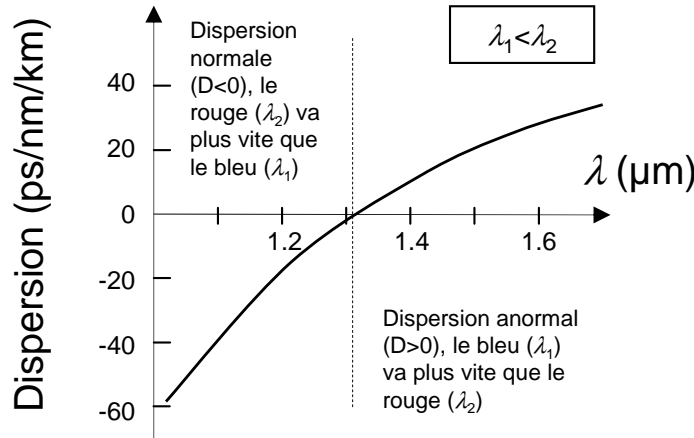


FIG. 1.16 – Courbe de dispersion de la fibre SMF.

$$S = \left( \frac{2\pi c}{\lambda^2} \right)^2 \beta_3 + \frac{4\pi c}{\lambda^3} \beta_2 \quad (1.25)$$

La dispersion du troisième ordre est exprimée en la ps/km/nm<sup>2</sup>. Cela veut dire que deux longueurs d'onde écartées de 1 nm ont des dispersions qui diffèrent d'une valeur égale à  $S$ .

En plus de la dispersion chromatique, il existe aussi une autre forme de dispersion qui perturbe la propagation des signaux dans une fibre optique : la dispersion de polarisation (ou PMD pour Polarisation Mode Dispersion) [35]. L'origine de la PMD vient du fait que le mode fondamental d'une fibre optique monomode (LP<sub>01</sub>) est une combinaison de deux modes électromagnétiques notés LP<sub>01</sub><sup>x</sup> et LP<sub>01</sub><sup>y</sup> qui ne se propagent pas à la même vitesse de groupe dans la fibre si celle-ci présente une biréfringence résiduelle, de forme ou de contrainte. Cette dispersion dépend du conditionnement de la fibre et de la température. Généralement, cette dispersion peut être négligée dans les systèmes de transmission inférieurs à 10 Gbit/s parce que les fibres utilisées pour les télécommunications présentent une PMD très faible, inférieure à 0,1 ps/√km. La présence de la racine dans l'unité de ce paramètre vient du fait que le phénomène de dispersion de polarisation est un phénomène aléatoire.

#### 1.1.2.4 La fabrication des fibres

Pour fabriquer une fibre optique, il est nécessaire de réaliser une préforme qui n'est rien d'autre qu'un « barreau de verre » dont les dimensions vont de un à une dizaine de centimètres pour le diamètre, et de 30 centimètres à plus de 1 mètre pour la longueur. La préforme est ensuite étirée pour obtenir une fibre optique.

Nous présentons brièvement une technique couramment utilisée pour la fabrication de fibres en silice : la méthode de dépôt chimique en phase vapeur. Les dopants sont injectés sous forme de chlorures (gazeux) dans le tube de silice, oxydés au passage d'un chalumeau. Des suies se déposent en aval du chalumeau. Un autre passage du chalumeau, à plus haute température, vitrifie le dépôt obtenu. Le tube est ensuite assoupli par un chauffage plus

fort et se rétrécit lentement. Un dernier passage du chalumeau, plus lent et soigneusement contrôlé referme le tube.

Le barreau est ensuite placé dans un four porté à une température voisine de 2 000°C. Il est alors étiré en une fibre optique de plusieurs dizaines de kilomètre par exemple, à une vitesse de l'ordre du kilomètre par minute. La fibre est ensuite revêtue d'une double couche de résine protectrice (cette couche peut être déposée dans la tour de fibrage, juste après l'étirement) avant d'être enroulée sur une bobine. Ce revêtement est particulièrement important pour éviter toute contamination.

Après avoir présenté les notions indispensables à la compréhension des principaux phénomènes intervenant dans le mécanisme de guidage d'une fibre optique, nous allons décrire la fonction de régénération optique du signal.

### 1.1.3 La régénération optique

Comme nous allons le voir, la fonction optique de traitement du signal consistant à régénérer le signal peut être classée en trois catégories : la ré-amplification, la remise en forme et la re-synchronisation.

#### 1.1.3.1 La ré-amplification (1R)

Bien que le coefficient d'atténuation des fibres optiques soit faible (0,2 dB/km dans la bande de télécommunications autour de 1550 nm), les communications sur de longues distances imposent l'utilisation d'amplificateurs. Avant l'apparition des amplificateurs optiques, les pertes étaient compensées par la régénération du signal par des répéteurs électriques qui transformaient d'abord le signal optique en signal électrique puis l'amplifiaient avant de le re-transformer en signal optique. Ces répéteurs électriques devenaient vite complexes et onéreux, en particulier pour les systèmes multicanaux ou sous-marins, d'où l'idée d'amplifier directement le signal optique.

Plusieurs types d'amplificateurs optiques ont été développés durant les années 80. Les amplificateurs à semi-conducteurs (ou SOA pour Semiconductor Optical Amplifier) furent initialement utilisés, mais leur intérêt a vite diminué à cause des problèmes de diaphonie entre canaux. La mise au point de l'amplificateur à fibre dopée erbium (ou EDFA pour Erbium-Doped Fiber Amplifier) a constitué une révolution dans le domaine des télécommunications optiques. En effet, son fort gain ( $> 30$  dB), sa grande puissance de saturation, sa large bande d'amplification ( $> 30$  nm) et son insensibilité à la polarisation en font un composant clé des systèmes de télécommunications optiques. Néanmoins, avec les pompes fixées à 980 nm ou/et 1480 nm, l'EDFA se limite à amplifier uniquement dans une bande spectrale (la bande C). Avec l'accroissement du nombre de canaux dans la fibre grâce à la technique WDM (Wavelength Division Multiplexing), la bande spectrale offerte par les EDFA, limitée au maximum à 40 nm, peut s'avérer être un facteur pénalisant. Ce constat a relancé les études sur de nouvelles méthodes permettant l'augmentation de la bande spectrale (la

largeur et la flexibilité). C'est l'amplificateur Raman (ou RA pour Raman Amplifier), qui, grâce à l'effet Raman, crée un gain sur une très large bande ( $> 100$  nm) à une distance de 13 THz à partir de la longueur d'onde de pompe.

De nos jours, les deux types d'amplification EDFA et RA sont combinés pour exploiter les points forts de chaque type d'amplification afin d'optimiser les systèmes à longue distance [36].

### 1.1.3.2 Le bruit d'émission spontanée amplifiée

Le principe des amplificateurs optiques de type EDFA est d'utiliser le phénomène d'émission stimulée de l'ion erbium pour réaliser le processus d'amplification. Cependant, ce phénomène d'interaction entre la matière et le rayonnement s'accompagne également de phénomènes d'absorption et d'émission spontanée. Or, une partie des photons générés par émission spontanée est guidée et également amplifiée. Cette émission a lieu de manière aléatoire au cours du temps et n'est pas cohérente avec le signal. C'est ce que l'on appelle le bruit optique d'émission spontanée amplifiée (ESA). La densité spectrale de bruit  $S_{ESA}$  s'écrit [21] :

$$S_{ESA} = (G - 1)n_{sp}h\nu \quad (1.26)$$

où  $G$  est le gain,  $n_{sp}$  le facteur d'émission spontanée,  $h$  la constante de Planck et  $\nu$  la fréquence d'émission.

Le paramètre qui quantifie l'influence de l'ESA après chaque amplificateur est le facteur de bruit (ou NF pour Noise Figure). Ce paramètre est défini par [21] :

$$NF(\text{dB}) = 2n_{sp}(G - 1)/G \simeq 2n_{sp} \quad (1.27)$$

Pour éviter l'accumulation de bruit dans les systèmes contenant un grand nombre d'EDFA, on peut avoir recours à une autre fonction, dite de remise en forme du signal. La combinaison de la ré-amplification et de la remise en forme est appelée la régénération 2R.

### 1.1.3.3 La remise en forme (2R)

La régénération 2R, pour "Reshaping and Reamplification", est schématisée sur la figure 1.17. Elle a pour rôle de réaliser, en plus d'une amplification, une remise en forme du signal. Celle-ci consiste en une amélioration du taux d'extinction (ER pour Extinction Ratio), défini comme le rapport entre la puissance moyenne des "1" et la puissance moyenne des "0" ( $ER = I_1/I_0$ ) ainsi que la réduction du bruit d'amplitude sur les symboles "1" et "0" du signal.

Les régénérateurs 2R sont en général formés d'un amplificateur optique linéaire suivi d'une porte optique non-linéaire [15].

Toutefois, la régénération 2R ne corrige que les fluctuations d'amplitude du signal. Elle ne corrige pas les fluctuations temporelles des symboles, connues sous le nom de gigue

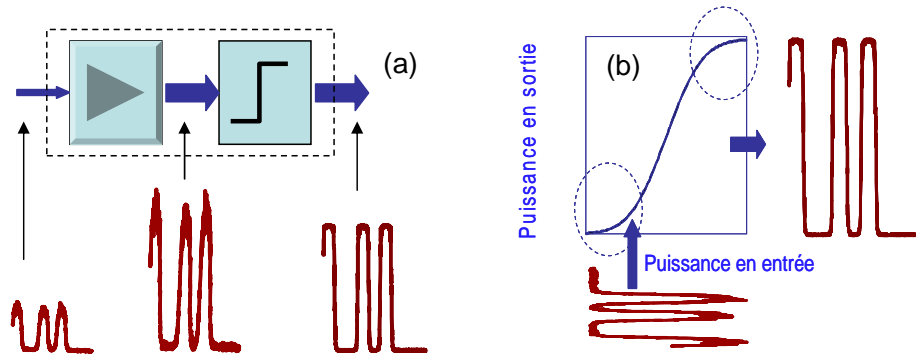


FIG. 1.17 – Schéma de principe d'un régénérateur 2R (a) et fonction de transfert du régénérateur (b).

temporelle ou "jitter" en anglais. L'accumulation de gigue peut conduire à une dégradation du TEB. La régénération 3R, présentée dans le paragraphe suivant, est la solution pour éviter ce problème.

#### 1.1.3.4 La re-synchronisation (3R)

La régénération 3R, pour "Retiming, Reshaping and Reamplification", réalise les trois étapes nécessaires à une régénération complète des données.

En effet, à cause des diverses dégradations subies par le signal au cours de sa propagation, les symboles binaires qui forment le signal peuvent se décaler temporellement au sein de leur temps bit. Ce décalage peut créer des interférences entre symboles ou de la gigue temporelle, phénomènes qui perturbent la détection de l'information. La re-synchronisation des données est donc une étape importante de la régénération.

Pour réaliser cette régénération complète, les dispositifs 3R nécessite l'utilisation d'une récupération d'horloge pour corriger temporellement les décalages de symboles.

En ce qui concerne la récupération d'horloge, il s'agit d'une fonction qui permet de générer une horloge optique de faible gigue temporelle dont la fréquence est calée sur celle des données à régénérer. Plusieurs techniques opto-électroniques ou tout-optiques existent pour réaliser une récupération d'horloge [37].

La figure (1.18) présente le principe d'un dispositif de régénération 3R. Une partie du signal dégradé est injectée dans un dispositif de récupération d'horloge qui module un signal de sonde. L'horloge obtenue, synchrone avec les données, est ensuite modulée par la porte optique non linéaire commandée par le signal dégradé

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes essentiellement intéressés aux fonctions de régénérations optiques de type 2R, élaborées notamment à base de fibres optiques non-linéaires. Nous allons maintenant décrire les particularités de ces fibres.

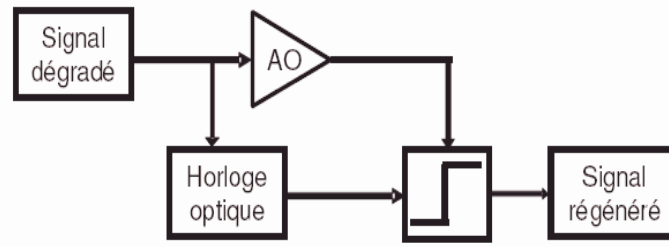


FIG. 1.18 – Principe de la régénération 3R. AO : Amplificateur optique.

## 1.2 Les fibres optiques non-linéaires

En deçà d'une certaine intensité optique, les fibres optiques peuvent être considérées comme un milieu de propagation linéaire. Au delà d'une certaine intensité, la propagation devient non-linéaire. Dans certains cas on peut rechercher les conditions d'une propagation fortement non-linéaire, pour réaliser des fonctions optiques par exemple.

### 1.2.1 Les effets non-linéaires dans les fibres optiques

Nous allons brièvement décrire les effets non-linéaires pouvant se manifester dans les fibres optiques à savoir : l'effet Kerr, le mélange à quatre ondes, l'effet Raman et l'effet Brillouin.

#### 1.2.1.1 L'effet Kerr

Un type d'effet non-linéaire très important dans les fibres optiques est l'effet Kerr. Celui-ci apparaît lorsque l'intensité du signal devient si importante qu'elle peut modifier significativement l'indice de réfraction  $n$  de la fibre [21] :

$$n = n_0 + n_2|E|^2 = n_0 + n_2I \quad (1.28)$$

où  $n_0$  est l'indice de réfraction linéaire de la silice,  $n_2$  l'indice de refraction non-linéaire,  $E$  l'amplitude du champ électrique et  $I$  l'intensité du signal.

Cette dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité du signal est à l'origine de certains effets non-linéaires intéressants comme l'automodulation de phase et la modulation de phase croisée.

##### *a. L'auto-modulation de phase*

L'auto-modulation de phase (ou SPM pour Self Phase Modulation) introduit une dépendance de la phase à l'intensité du signal durant sa propagation dans une fibre. Le déphasage non-linéaire du signal à une distance  $z$  s'écrit [22] :

$$\phi_{NL}(z, T) = \gamma|E(0, T)|^2 \frac{1 - \exp(-\alpha z)}{\alpha} \quad (1.29)$$

où  $\alpha$  est le coefficient des pertes et  $\gamma$  le coefficient non-linéaire défini par l'équation suivante [22] :

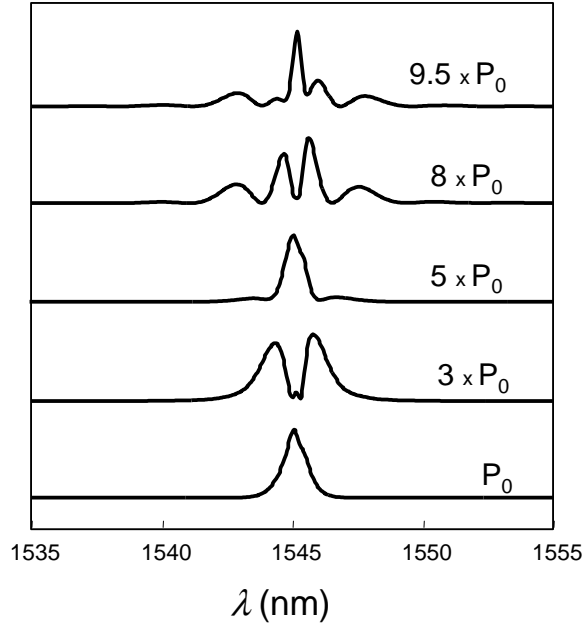


FIG. 1.19 – Spectre du signal en sortie de fibre pour différentes puissances du signal en entrée.  $P_0$  est une puissance arbitraire.

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}} \quad (1.30)$$

avec  $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans le vide et  $A_{eff}$  l'aire effective de la fibre.

La phase non linéaire conduit en général à un élargissement spectral. En effet, en supposant que  $\alpha$  est négligeable, la variation de fréquence instantanée par rapport à la fréquence centrale s'écrit :

$$\delta\omega = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\gamma z \frac{\partial|E(z,T)|^2}{\partial T} \quad (1.31)$$

De nouvelles fréquences sont donc créées dans le spectre du signal et, plus l'intensité est importante, plus ces fréquences sont éloignées de la fréquence centrale. Cet élargissement spectral peut perturber les canaux adjacents d'un système de transmission multiplexé en longueur d'onde.

La figure 1.19 illustre un exemple d'élargissement spectral dû à l'automodulation de phase. D'autres exemples seront donnés dans le chapitre 3 concernant les caractérisations des fibres non-linéaires.

Pour évaluer l'impact des effets non-linéaires sur une impulsion de puissance crête  $P_0$  qui se propage dans une fibre possédant un coefficient non-linéaire  $\gamma$ , on utilise un paramètre appelé longueur non-linéaire  $L_{NL}$  :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (1.32)$$

Dans une fibre optique, en se basant sur les différentes valeurs du rapport entre la longueur non-linéaire  $L_{NL}$  et la longueur de dispersion  $L_D$ , on distingue trois cas de propagation :

- Si  $L_{NL} \ll L_D$  : la transmission est très non-linéaire. Dans ce cas, les effets non-linéaires sont dominants.
- Si  $L_{NL} \gg L_D$  : La transmission est linéaire. Dans ce cas, l'effet de dispersion est dominant. On peut négliger les effets non-linéaires.
- Si  $L_{NL}$  et  $L_D$  sont du même ordre de grandeur : les effets non-linéaires et l'effet de dispersion sont comparables.

### ***b. La modulation de phase croisée***

La modulation de phase croisée (ou XPM pour Cross Phase Modulation) est basée sur le même principe physique que l'auto-modulation de phase, mais elle se produit en présence de plusieurs ondes dans la fibre optique. Ces ondes différentes peuvent être des ondes de longueurs d'onde différentes ou de même longueur d'onde mais de polarisations différentes. L'indice de réfraction vu par une onde est modulé, non seulement par sa propre intensité, mais aussi par l'intensité des autres ondes. Dans le cas d'un système à deux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , l'indice de réfraction vu par  $\lambda_1$  est :

$$n = n_0 + n_2 [I(\lambda_1) + 2I(\lambda_2)] \quad (1.33)$$

Le terme dépendant de  $I(\lambda_1)$  correspond à la SPM, et le terme dépendant de  $I(\lambda_2)$ , correspond à la XPM. La XPM est donc deux fois plus importante que la SPM dans ce cas. La XPM affecte notamment une liaison optique multiplexée en longueur d'onde.

### ***c. Le mélange à quatre ondes***

Le processus de mélange à quatre ondes (ou FWM pour Four-Wave Mixing) peut être décrit par l'annihilation de deux photons de même fréquence ou non, et la création simultanée de deux autres photons à des fréquences différentes. En règle générale, son efficacité est liée au respect d'une condition dite d'accord de phase entre les différents vecteurs d'onde mis en jeu. Le FWM est à la base de l'amplification paramétrique ou du phénomène d'instabilité de modulation (accroissement d'une faible modulation de l'enveloppe du champ au cours de la propagation).

La figure 1.20 représente le spectre d'un signal qui a subi l'effet du mélange à quatre ondes. On voit apparaître, de part et d'autre des spectres de la pompe et du signal, les deux ondes à des longueurs d'onde différentes.

#### **1.2.1.2 L'effet Brillouin**

La diffusion Brillouin stimulée (ou SBS pour Stimulated Brillouin Scattering) résulte d'un couplage paramétrique entre une onde optique et une onde acoustique lorsque la puissance optique dépasse un certain seuil, appelé  $P_{sB}$ . Elle se manifeste par la génération d'ondes optiques décalées en fréquence par rapport à l'onde incidente d'une quantité déter-

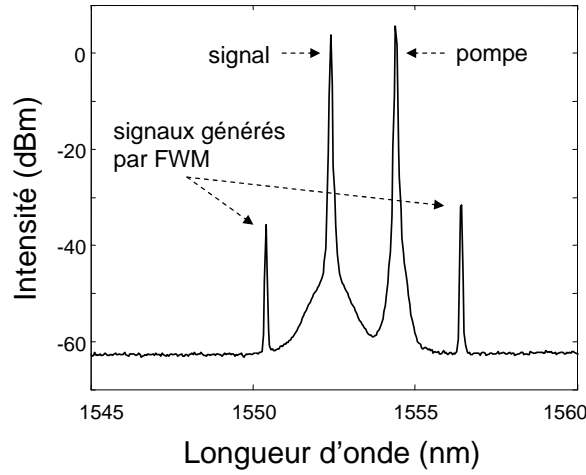


FIG. 1.20 – Spectre du signal, de la pompe et des deux nouvelles longueurs d'onde créées par FWM.

minée par le milieu de propagation. Dans les fibres optiques, la diffusion Brillouin stimulée n'a lieu que dans la direction opposée à celle de l'onde incidente, et le décalage de l'onde générée est [22] :

$$\Delta\nu_B = \frac{2\pi v_A}{\lambda_p} \quad (1.34)$$

où  $v_A$  est la vitesse de l'onde acoustique et  $\lambda_p$  est la longueur d'onde optique. En considérant la vitesse acoustique  $v_A$  pour la silice de 5960 m/s, nous trouvons un décalage de 10 GHz à la longueur d'onde  $\lambda_p = 1550$  nm. L'onde générée vers les plus faibles fréquences est l'onde Stokes et l'onde générée (beaucoup moins efficacement) vers les plus hautes fréquences est l'onde anti-Stokes. La figure 1.21 illustre l'effet Brillouin pour une longueur d'onde de pompe de 1570 nm.

### 1.2.1.3 L'effet Raman

La diffusion Raman stimulée (ou SRS pour Stimulated Raman Scattering) est un processus à trois ondes couplées dans lequel l'onde de pompe génère une onde décalée en fréquence et une onde d'excitation vibrationnelle dans le milieu. Ce phénomène apparaît lorsque la puissance optique dépasse un certain seuil appelé  $P_{sR}$ . A la différence de la diffusion Brillouin, la diffusion Raman stimulée a lieu dans les deux directions de propagation de la fibre. Le décalage en fréquence  $\Delta\nu_R$  par diffusion Raman est beaucoup plus grand que dans le cas de la diffusion Brillouin. Dans la silice, il est environ de 13 THz [22]. Dans le cas de la diffusion Raman stimulée on parle également d'ondes Stokes et anti-Stokes. La figure 1.22 illustre l'effet Raman pour une longueur d'onde de pompe de 1480 nm.



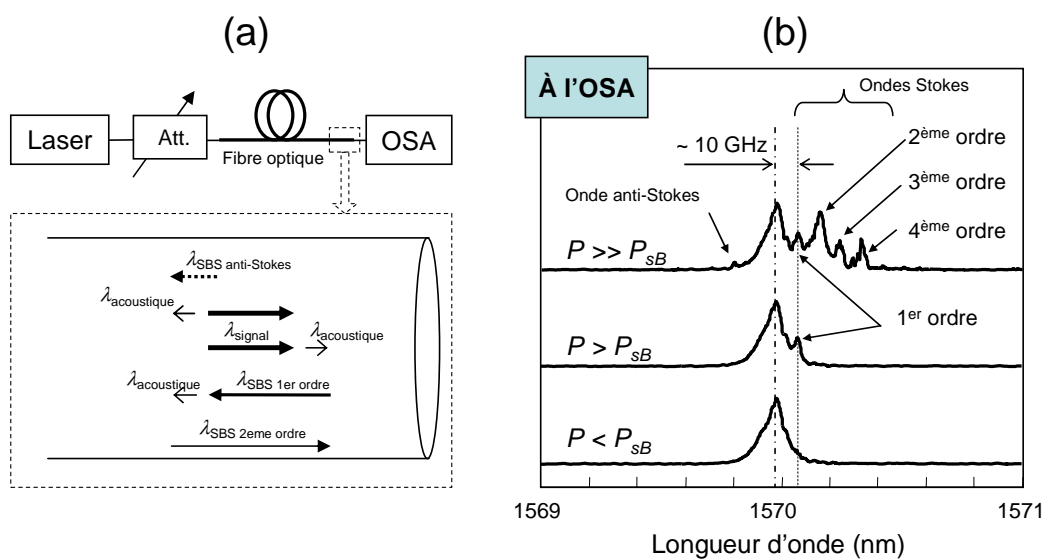


FIG. 1.21 – (a) Principe de la diffusion Brillouin stimulée et (b) mise en évidence expérimentale de cet effet. Att. : Atténuateur ; OSA : Analyseur de spectre optique.

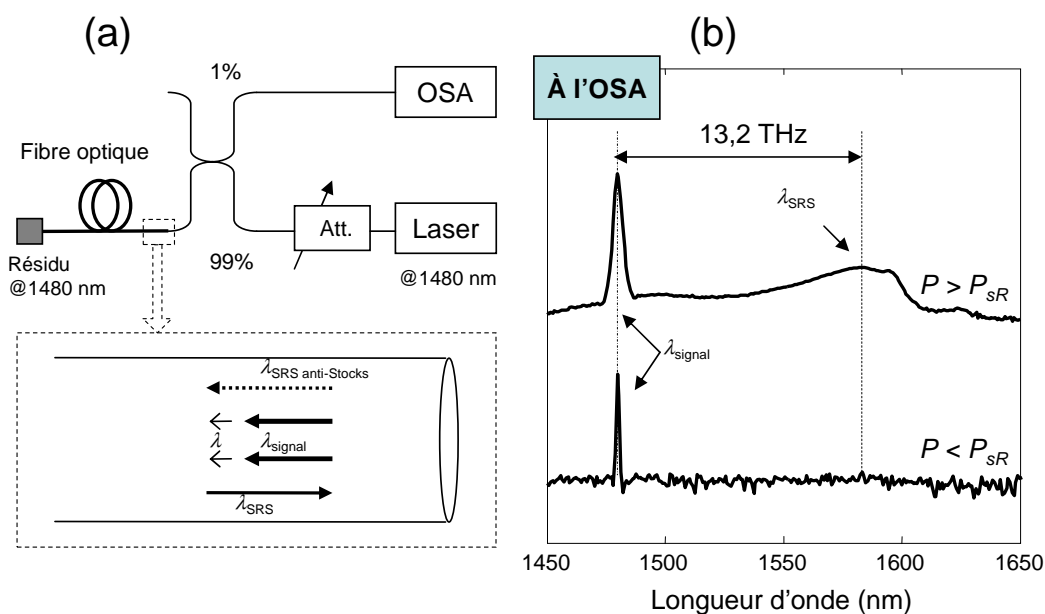


FIG. 1.22 – (a) Principe de la diffusion Raman stimulée et (b) mise en évidence expérimentale de cet effet. Att. : Atténuateur ; OSA : Analyseur de spectre optique.

### 1.2.2 Comment augmenter la non-linéarité d'une fibre optique

Avec un matériau donné, les effets non-linéaires ne sont efficaces qu'au delà d'une certaine puissance optique incidente et d'une certaine longueur d'interaction avec le milieu. Lorsqu'on cherche à réaliser des dispositifs à base de fibres optiques non-linéaires, augmenter l'efficacité non-linéaire permet de diminuer la puissance optique ou la longueur d'interaction nécessaire ou bien les deux à la fois, rendant les dispositifs plus facilement intégrables et moins coûteux.

Pour augmenter l'efficacité de l'effet Kerr d'une fibre optique par exemple, on doit agir sur le coefficient non-linéaire  $\gamma$  défini dans la formule (1.30). D'après cette formule, on constate que deux voies existent pour améliorer le coefficient non-linéaire des fibres optiques.

- La voie *guide optique* où l'on cherche, à partir de la silice, dont le fibrage est maintenant parfaitement maîtrisé, à confiner le mode sur de très petits diamètres, diminuant ainsi l'aire effective  $A_{eff}$ . Cette voie se trouve en plein essor depuis quelques années grâce à l'apparition des fibres microstructurées [19]. Ces fibres, grâce à leur structure particulière, permettent de confiner le mode guidé dans des dimensions à peine plus grandes que la longueur d'onde. On peut, grâce à cette technique, augmenter de près d'un facteur 50 le coefficient non-linéaire d'une fibre conventionnelle en silice [38]. De plus, ces fibres permettent de gérer la dispersion chromatique sur de larges bandes de fréquences. Le paragraphe 1.2.3 présentera leurs caractéristiques.
- La voie *matériau* où l'on cherche à fibrer des verres dont l'indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  est intrinsèquement élevé. On trouve par exemple dans la littérature des verres de bismuth [39, 40] mais c'est le verre de chalcogénure qui remporte la palme de la non-linéarité la plus élevée [18, 41–44]. De plus, l'idée d'une combinaison de la voie *matériau* et la voie *guide optique* peut permettre de réaliser des fibres extrêmement non-linéaires avec des caractéristiques très intéressantes liées au contrôle de la dispersion. Le paragraphe 1.2.4 présentera les fibres non-linéaires non-silice avec leurs caractéristiques.

### 1.2.3 Les fibres optiques non-linéaires microstructurées en silice

Pour avoir une faible aire effective  $A_{eff}$ , il faut réduire le diamètre du cœur  $a$  et garder  $V$  autour d'une certaine valeur pour assurer un bon confinement de la lumière et pour également assurer un guidage monomode (par exemple,  $V > 2$  pour confiner 75% de la puissance dans le cœur et  $V < 2,405$  pour satisfaire à la condition de guidage monomode).

Rappelons que  $V$  est proportionnel au diamètre  $a$  du cœur de la fibre et à l'ouverture numérique ON (équation (1.12)). Pour réduire  $a$ , tout en gardant une valeur constante de  $V$ , il faut augmenter ON, c'est-à-dire augmenter le contraste entre l'indice du cœur et l'indice de la gaine (équation (1.11))

Dans la littérature, la fibre à saut d'indice non-linéaire la plus simple est la fibre DSF où le coefficient non-linéaire est d'environ  $2,6 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  (à comparer avec la valeur de  $1,3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  pour la fibre SMF standard). La valeur du coefficient non-linéaire d'une fibre

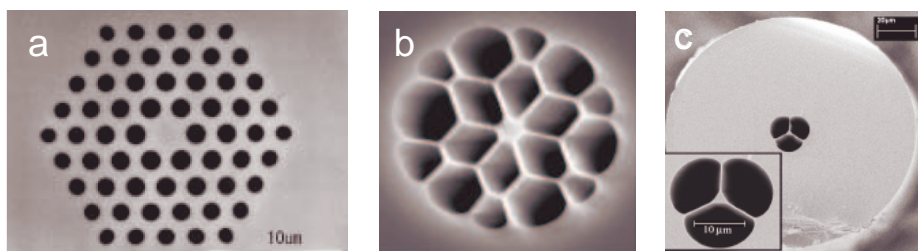


FIG. 1.23 – Quelques structures de FMS : (a) hexa (d'après [4]), (b) cobweb et (c) delta (d'après [5]).

à saut d'indice en silice peut aller jusqu'à  $30 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  [45]. Ceci est possible grâce au fort dopage en  $\text{GeO}_2$  dans le cœur qui permet d'augmenter le contraste d'indice et donc de réduire le diamètre du cœur. Une plus grande augmentation de la valeur du coefficient non-linéaire pour les fibres à saut d'indice nécessiterait d'augmenter encore le contraste d'indice ; ce qui semble poser des problèmes technologiques importants.

L'augmentation de la non-linéarité des fibres silice a été rendue possible grâce à rupture technologique, celle des fibres optiques microstructurées. Ces fibres sont entièrement composées de silice mais la gaine contient une proportion d'air qu'il est possible de contrôler. En augmentant cette proportion d'air de manière significative, il est possible d'augmenter fortement le contraste d'indice entre le cœur et la gaine, réduisant ainsi l'aire effective du mode guidé. Ces fibres sont connues sous les noms de fibres à trous (HF pour Holey Fiber) ou fibres à cristal photonique (PCF pour Photonic Crystal Fiber).

### 1.2.3.1 La microstructure

Une fibre microstructurée en silice (FMS) est constituée d'un cœur solide en silice et d'une gaine percée de trous d'air ce qui conduit à une valeur de l'indice effectif (indice moyen vu par lumière) plus faible dans la gaine que dans le cœur. Un guidage par un phénomène de réflexion totale interne modifié est donc possible.

Il y a plusieurs types de structures de FMS que l'on distingue par leur forme et l'organisation des trous dans la gaine :

- La structure "hexa" (figure 1.23.a) : La gaine est constituée de couronnes hexagonales de trous. La couronne la plus proche du cœur est constituée de 6 trous. C'est la structure la plus utilisée.
- La structure "cobweb" (figure 1.23.b) : Dans cette structure, le cœur est quasiment suspendu dans l'air par de minces parois de silice d'épaisseur très inférieure à la longueur d'onde  $\lambda$ .
- La structure "delta" (figure 1.23.c) : La gaine n'a que trois gros trous qui forment un cœur triangulaire.
- Les autres structures : Il existe aussi d'autres structures où les trous dans la gaine sont distribués d'une façon moins régulière (figure 1.24.a). Le voisinage du cœur peut

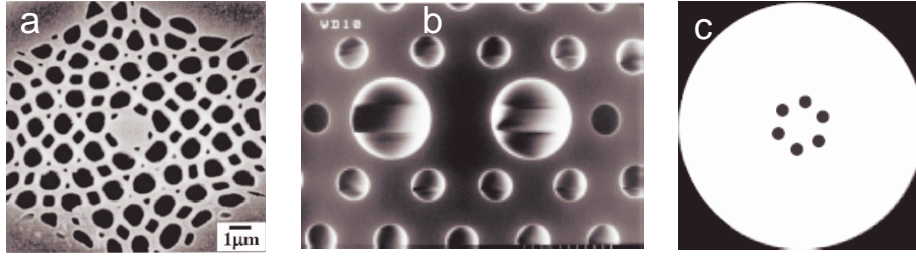


FIG. 1.24 – Autres structures de FMS : (a) non-régulière (d'après [6]), (b) à maintien de polarisation (d'après [7]) et (c) hybride (d'après [8]).

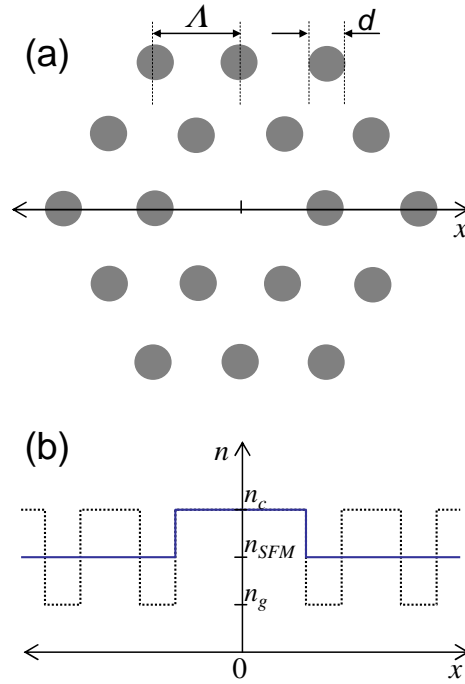


FIG. 1.25 – Section transverse de la structure hexa (a) et le profil d'indice transverse.

également être modifié pour induire une forte biréfringence de la structure (figure 1.24.b). La structure peut enfin présenter une forme hybride : elle ne comprend qu'une seule couronne de trous autour du cœur faiblement dopé Ge (figure 1.24.c).

Pour concevoir et étudier les caractéristiques de FMS, la structure "hexa" est la plus couramment utilisée. La figure 1.25 présente cette structure théorique et les paramètres géométriques essentiels : le diamètre du trou d'air  $d$ , la distance entre deux trous voisins quelconques dans la gaine  $\Lambda$  et le nombre de couches d'inclusions  $N_r$  (dans cet exemple,  $N_r = 2$ ).

### 1.2.3.2 Les pertes

Les pertes d'une FMS dépendent non seulement des caractéristiques optiques du matériau mais aussi de la structure de la fibre. Généralement, elles ont pour origine la diffusion

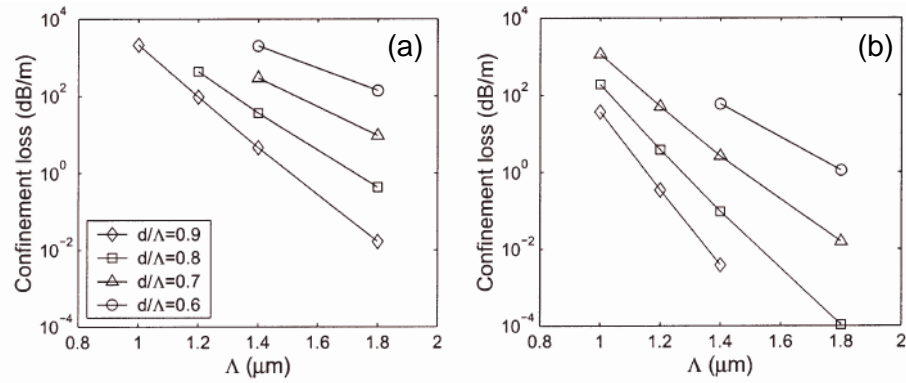


FIG. 1.26 – Pertes de confinement en fonction de  $\Lambda$  avec différentes valeurs de  $d/\Lambda$  dans une fibre de (a) 2 couronnes et (b) 3 couronnes, d'après [9].

Rayleigh, l'absorption par les ions  $\text{OH}^-$ , les courbures et les pertes par confinement. La dernière cause est une forme additionnelle de pertes qui se produit seulement dans les fibres mono-matériau (notamment les FMS). Ces pertes diminuent quand le nombre de couronnes de trous augmente et quand  $d/\Lambda$  et  $\Lambda$  augmente [46, 47]. La figure 1.26 est un exemple de simulation des pertes par confinement dans une FMS. On constate qu'avec  $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda = 0,7$ , les pertes peuvent diminuer de 100 dB/m à 1 dB/m lorsqu'on passe de 2 couronnes à 3 couronnes de trous.

En ce qui concerne le matériau, la purification et le polissage des tubes capillaires sont nécessaires pour diminuer les pertes [48].

### 1.2.3.3 La dispersion

Les FMS, avec leurs structures spéciales peuvent fournir une très grande gamme de valeurs de dispersion. Par exemple, la dispersion nulle peut être obtenue à la longueur d'onde de 800 nm [49]. A 1550 nm, il est possible d'avoir des valeurs de dispersion positives, négatives ou autour de zéro. La figure 1.27 montre les différents profils de dispersion que l'on peut obtenir avec différentes structures de FMS, en variant  $d/\Lambda$  et  $\Lambda$ . Par contre, il est à noter que, dans ce modèle, les pertes de guidage ne sont pas prises en compte car elles ne peuvent pas être calculées par la méthode employée [50].

En plus de modifier la valeur de la dispersion, la microstructure offre la possibilité de modifier la pente de la dispersion telle qu'elle soit positive, négative ou à une valeur très faible.

### 1.2.3.4 Le coefficient non-linéaire

Les fibre FMS permettent d'obtenir une grande gamme de non-linéarité par rapport aux fibres à saut d'indice en silice. Les fibre FMS peuvent être jusqu'à 50 fois plus non-linéaires qu'une fibre SMF. Cette propriété vient du fait, qu'avec une fibre FMS, la taille du cœur peut être réduite jusqu'à des valeurs extrêmes [38]. Cependant, il faut noter que plus la fibre

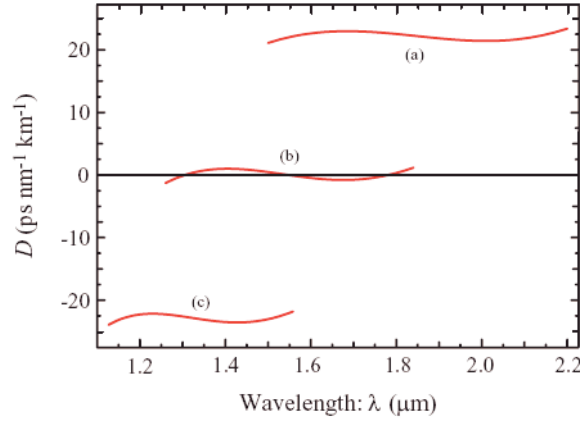


FIG. 1.27 – Evolution de la dispersion en fonction de la longueur d'onde pour trois structures différentes de FMS : (a) dispersion positive ( $d/2 = 0,4 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 3,12 \mu\text{m}$ ) ; (b) dispersion autour de zéro ( $d/2 = 0,316 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 2,62 \mu\text{m}$ ) ; et (c) dispersion négative ( $d/2 = 0,27 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 2,19 \mu\text{m}$ ), d'après [10].

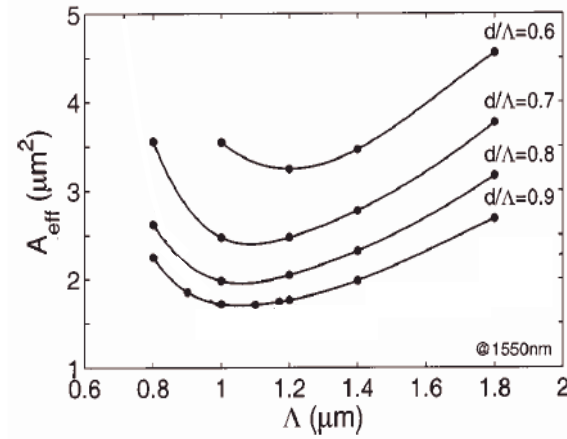


FIG. 1.28 – Valeur prévue de l'aire effective de la FMS en fonction de  $\Lambda$  et  $d/\Lambda$ , d'après [6].

est non-linéaire, plus ses pertes augmentent. Par exemple, la fibre FMS présentée dans la référence [51] possède un  $\gamma$  de  $26 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  ( $A_{\text{eff}} = 4 \mu\text{m}^2$ ) et un  $\alpha$  de 5,7 dB/km tandis que la fibre FMS la plus non-linéaire a un  $\gamma$  de  $70 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  ( $A_{\text{eff}} = 1,5 \mu\text{m}^2$ ) avec un  $\alpha$  de 190 dB/km [38]. Il faut également noter que la valeur d'aire effective de  $1,5 \mu\text{m}^2$  est proche de la limite fondamentale pour le diamètre minimum d'un mode guidé à 1550 nm dans une fibre silice [6].

La figure 1.28 illustre la dépendance de l'aire effective de la FMS en fonction de  $\Lambda$  (donc du diamètre du cœur) et  $d/\Lambda$ . Lorsque le diamètre du cœur (proportionnelle à  $\Lambda$ ) est réduit, le mode devient de plus en plus confiné et l'aire effective diminue. Mais si la taille du cœur est significativement plus petite que la longueur d'onde optique ( $1,5 \mu\text{m}$ ), elle devient trop petite pour bien confiner la lumière. Par conséquent, le mode (donc l'aire effective) s'élargit rapidement.

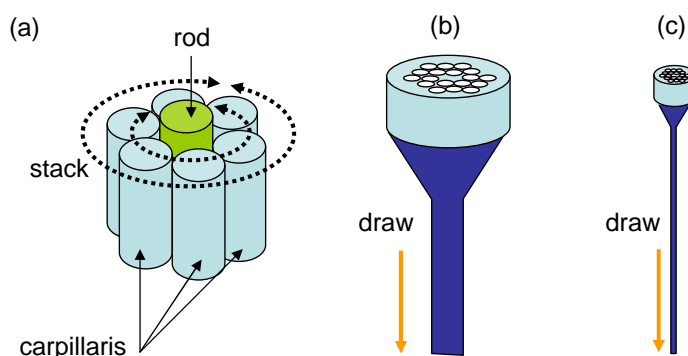


FIG. 1.29 – Etapes de fabrication par la méthode "stack and draw" : (a) "stack", (b) "draw" de la préforme et (c) fibrage de la préforme en fibre.

### 1.2.3.5 La fabrication

La fabrication d'une fibre optique, nécessite deux étapes principales : la fabrication de la préforme et le fibrage de la préforme en fibre. En ce qui concerne la fabrication des FMS, différentes méthodes existent pour la fabrication de la préforme. Il s'agit des méthodes "stack and draw" [19], "drilling" [52, 53] et "sol-gel" [54–56]. La méthode "stack and draw" est la plus utilisée en raison de sa facilité de mise en œuvre, sa capacité à traiter le cœur indépendamment de la gaine et sa précision dans le contrôle de la structure. Cette méthode a été appliquée pour réaliser la première FMS [19]. Elle est considérée comme la méthode classique de fabrication des FMS. Les différentes étapes de fabrication sont présentées dans la figure 1.29. Ces différentes étapes sont :

- Première étape : des capillaires (tubes de verre cylindriques creux) sont assemblés pour former une canne dont le diamètre peut être de plusieurs centimètres selon la structure transverse désirée (figure 1.29.a). Le matériau de la tige centrale peut être différent selon les applications, comme par exemple de la silice dopée aux terres rares pour les applications lasers et amplificateurs ou de la silice dopée  $\text{GeO}_2$  pour les applications non-linéaires.
- Deuxième étape : la canne est fibrée en une préforme d'un diamètre de l'ordre de quelques millimètres (figure 1.29.b). Cette préforme peut être insérée dans un tube solide de plus gros diamètre puis fibrée à nouveau (figure 1.29.c). En conséquence, la structure et la taille de la fibre optique finale peuvent être parfaitement contrôlées.

### 1.2.4 Les fibres optiques non-linéaires en verre non-silice

Pour augmenter la valeur de l'indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  d'une fibre optique, on peut utiliser des verres non-silice tels que les verres d'oxyde de bismuth ( $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ), d'oxyde de tellurite ( $\text{TeO}_2$ ), d'oxyde de plomb ( $\text{PbO}$ ) ou de chalcogénure ( $\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}$ ,  $\text{Sb}_{20}\text{S}_{65}\text{Ge}_{15}$ ,  $\text{As}_2\text{Se}_3$  etc.). Ces verres possèdent un indice de réfraction élevé ainsi qu'une grande valeur de  $\chi(3)$  (donc une grande valeur de l'indice de réfraction non-linéaire) [18, 57, 58].

Plusieurs compositions de verres ont été étudiées pour que la gaine et le cœur de la fibre aient les mêmes propriétés thermiques afin de faciliter le fibrage.

Les structures de fibres fortement non-linéaires en verre non-silice peuvent être à saut d'indice ou de type microstructurée. Dans chacun des cas, les caractéristiques optiques des fibres dépendent fortement du matériau utilisé dans le cœur. Nous présentons par la suite quelques réalisations de fibres non-linéaires en verre non-silice.

#### 1.2.4.1 Les fibres non-silice à saut d'indice

##### *a. Les verres de bismuth*

Le verre de bismuth est un composé constitué d'oxyde  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  et d'autres éléments ( $\text{B}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ ). Selon le pourcentage du dopage de  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  dans le composé, on peut modifier l'indice de réfraction  $n$  ainsi que l'indice de réfraction non-linéaire  $n_2$  (de l'ordre de plusieurs dizaines de fois la valeur de  $n_2$  dans la silice [39, 40, 59]). La température de fusion de ces verres est d'environ  $550^\circ\text{C}$  [60].

La première fibre à saut d'indice en verre de bismuth présentait un coefficient non-linéaire très intéressant de  $64,2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  (50 fois plus grand que celui d'une fibre SMF) avec une aire effective de  $20,4 \mu\text{m}^2$ . Son atténuation était de  $0,8 \text{ dB/m}$ . Les pertes d'épissure sont de  $0,48 \text{ dB/soudure}$  [39, 40]. La dispersion chromatique de cette fibre est de  $-130 \text{ ps/nm/km}$ .

En diminuant l'aire effective ainsi qu'en utilisant un autre type de verre de bismuth, Sugimoto *et al.* ont réussi à fabriquer une fibre avec une valeur record du coefficient non-linéaire pour les fibres en verre de bismuth :  $\gamma = 1\,360 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  [59]. Les pertes  $\alpha$  de cette fibre sont de  $1,9 \text{ dB/m}$  (à  $1310 \text{ nm}$ ), les pertes d'épissure sont de  $9,6 \text{ dB}$  et la dispersion chromatique est de  $-260 \text{ ps/nm/km}$ . D'autres exemples de fibres en verre de bismuth sont décrits dans les références [61–64].

##### *b. Les verres de chalcogénure*

Les verres de chalcogénure se composent d'éléments tels que S, Se ou Te typiquement associés aux éléments As, Ge, Ga ou Sb [65]. Si l'on oublie les verres à base de Te (qui sont opaques pour les longueurs d'onde visible et infra-rouge proche), les verres de chalcogénure typiques sont des binaires As-S, As-Se, Ge-S et Ge-Se [66]. Des verres ternaires et quaternaires peuvent être réalisés par la combinaison de ces verres binaires et d'autres éléments. Ils ont des caractéristiques non-linéaires très intéressantes et ont donc récemment été étudiés intensivement pour des applications dans le domaine des télécommunications [18, 41, 43, 44, 67].

Les verres de chalcogénure possèdent un indice de réfraction ainsi qu'un indice de réfraction non-linéaire très élevés [68]. Généralement, la température de fusion des verres de chalcogénure est basse (par exemple, elle est de  $436^\circ\text{C}$  à  $476^\circ\text{C}$  pour des verres Ge-As-Se [44]).

Un exemple typique de fibre à saut d'indice en verre de chalcogénure est présenté dans la référence [69]. Cette fibre est réalisée à partir de la composition  $\text{As}_2\text{Se}_3$  dont le  $n_2$  vaut  $2,4 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ . Son aire effective est de  $40 \mu\text{m}^2$ . Son coefficient non-linéaire  $\gamma$  est alors



très élevé :  $2450 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . La possibilité de diminuer l'aire effective de la fibre permettrait d'avoir une fibre encore plus non-linéaire. Cette fibre possède une très grande valeur de dispersion chromatique ( $D = -670 \text{ ps/nm/km}$ ) due à la forte dispersion du matériau. D'autres exemples de fibres en verre de chalcogénure sont présentés dans les références [65, 70–73].

#### 1.2.4.2 Les fibres non-silice microstructurées

Pour les fibres à saut d'indice en verre non-silice, on ne peut pas réduire facilement l'aire effective parce qu'on doit assurer un bon contraste d'indices (entre le cœur et la gaine) en gardant le maximum de similarité entre les caractéristiques thermiques de ces verres. Grâce aux fibres microstructurées, cette contrainte technologique disparaît car les fibres peuvent être fabriquées avec un seul matériau. De plus, comme nous l'avons vu, grâce à la structure spéciale de ces fibres, de très petites aires effectives et une gestion efficace de la dispersion peuvent être obtenues. Plusieurs types de fibre microstructurées en verre non-silice ont été réalisées.

##### a. Le verre de tellurite

Les verres de tellurite  $\text{TeO}_2$  possèdent un indice de réfraction non-linéaire relativement grand ( $n_2 = 2,5 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ ) et une faible atténuation dans l'infra-rouge [74].

La première fibre microstructurée en verre de tellurite a été fabriquée en 2003 [75]. Malgré le caractère multimode de cette fibre et des pertes de 2,3 dB/m (à 1055 nm), le coefficient non-linéaire de cette fibre est assez intéressant :  $\gamma = 47,8 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

D'après leurs calculs, Hu *et al.* ont montré la possibilité de fabriquer une fibre tellurite microstructurée monomode avec une longueur d'onde de dispersion nulle à 1550 nm et un coefficient non-linéaire  $\gamma$  de  $260 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  [76]. La faible dispersion a été prouvée expérimentalement avec une fibre présentée en 2004 ( $D = -20 \text{ ps/nm/km}$ ) [77]. D'autres caractéristiques de cette fibre sont très intéressantes ( $\gamma$  de  $675 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ,  $\alpha$  de 0,18 dB/m à 1400 nm et de 0,4 dB/m à 1550 nm) mais la possibilité d'un guidage monomode n'a pas encore été démontrée.

##### b. Les verres d'oxyde de plomb

Les verres d'oxyde de plomb montrent une assez grande valeur d'indice non-linéaire, comparable avec celle des verres de tellurite. Ils sont très attractifs pour réaliser des fibres microstructurées non-linéaires. On peut trouver ces verres commercialement sous le nom de verre SF6 ( $n_2 = 2,2 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ ) [78] ou de verre SF57 ( $n_2 = 4,1 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ ) [79].

Le matériau SF57 est considéré comme le verre le plus non-linéaire parmi les verres d'oxyde de plomb commercialement disponibles [80]. La première démonstration d'une fibre microstructurée en verre de SF57 a été réalisée par Kiang *et al.* [79]. Avec une aire effective de l'ordre de  $3 \mu\text{m}^2$ , cette fibre possède un coefficient non-linéaire  $\gamma$  de  $550 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . Les pertes sont d'environ 4 dB/m et la dispersion n'a pas été rapportée.

Depuis, quelques améliorations dans cette famille de fibre ont été démontrées :

- En 2003 :  $\gamma = 640 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  et  $\alpha = 9 \text{ dB/km}$  à 1550 nm ;  $\gamma = 440 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  et  $\alpha = 2,6 \text{ dB/m}$  à 1550 nm [5] ;
- En 2005 :  $\gamma = 1860 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  et  $\alpha = 2,3 \text{ dB/m}$  à 1550 nm [81, 82]

### c. Les verres de bismuth

En 2004, Ebendorff-Heidepriem *et al.* ont présenté pour la première fois la combinaison d'une structure microstructurée et d'un verre de bismuth ; ce qui a permis de réaliser une fibre à dispersion positive à 1550 nm ( $D = 40 \text{ ps/nm/km}$ ) avec un coefficient non-linéaire de  $1\,100 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  et des pertes de  $3,4 \text{ dB/m}$  [83].

### d. Les verres de chalcogénure

Le tableau (1.2) synthétise les différentes réalisations des fibres fortement non-linéaires vues précédemment. On constate que la fibre la plus non-linéaire est celle présentée dans la référence [69]. Elle est réalisée à partir d'une structure à saut d'indice avec une aire effective assez grande ( $40 \mu\text{m}^2$ ). La forte non-linéarité de cette fibre vient du fort coefficient  $n_2$  obtenu avec un verre de type chalcogénure ( $\text{As}_2\text{Se}_3$  en l'occurrence). On remarque que si l'aire effective des fibres en verre de chalcogénure pouvait être diminuée en utilisant une structure microstructurée, ces fibres pourraient posséder un coefficient non-linéaire plus de 10 000 fois plus élevé que la fibre SMF [84]. La possibilité de réaliser des fibres microstructurées en verre de chalcogénure (FMC) a été démontrée pour la première fois par Monro *et al.* [85] avec un verre de type GLS mais aucune caractérisation optique de cette fibre n'a été proposée. Le peu de résultats concrets concernant les fibres FMC a évidemment renforcé notre motivation à élaborer, dans le cadre des projets ECOFON et FUTUR, de nouvelles FMC non-linéaires.

Structure	Verre	$\alpha$ (dB/km)	$A_{eff}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\gamma$ (*)	$D$ à $1,5 \mu\text{m}$ (**)	Réf.
Saut d'indice	Silice	1,3	8,5	30	ZD $\sim 1,56 \mu\text{m}$	[86]
	Bismuth	1900	3,3	1360	-260	[59]
	Chalcogénure	2900	40	2450	-670	[69]
Microstructurée	Silice	190	1,5	70	-30	[38]
	Tellurite	400	3,54	675	-20 nm	[77]
	Oxyde Plomb	2300	1,1	1860	ZD $\sim 1 \mu\text{m}$	[82]
	Bismuth	3400	1,2	1100	40	[83]

TAB. 1.2 – Résumé des caractéristiques de quelques fibres non-linéaires. (\*) : unité du coefficient non-linéaire en  $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ , (\*\*) : unité de la dispersion en  $\text{ps/nm/km}$ , ZD : Zéro de Dispersion.

En 2005, la première fibre microstructurée monomode en verre de chalcogénure  $\text{SbSGeGa}$  a été fabriquée par l'EVC et PERFOS. Le verre possède un  $n_2$  de  $2,6 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ . Avec une aire effective de  $54 \mu\text{m}^2$ , le coefficient non-linéaire de la fibre est de  $200 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  [87]. Ce coefficient non-linéaire reste relativement modeste car l'indice de réfraction non-linéaire n'est pas très élevé. En revanche, le succès obtenu dans la fabrication de fibres microstructurées en verre de chalcogénure a marqué un jalon dans la réalisation d'autres fibres FMC de plus

en plus non-linéaires :

- En 2006, l'EVC et PERFOS ont amélioré la qualité géométrique de la fibre FMC 2S2G [88].
- En 2007, ces équipes fabriquent les première fibres FMC SbS<sub>2</sub>Ge qui possèdent des pertes de 5,5 dB/m et un coefficient non-linéaire de l'ordre de  $500 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  [84].
- En 2008, une dernière série de FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> a été caractérisée. Ces fibres ont une aire effective d'environ  $21 \mu\text{m}^2$  ce qui peut conduire à un coefficient non-linéaire de  $4\,400 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ , du fait que la valeur du  $n_2$  du verre As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> est très élevée ( $2,4 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ ) [69].

### 1.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les notions importantes, qui seront utilisées tout au long de ce manuscrit, concernant les télécommunications optiques. Nous nous sommes notamment intéressés à la façon dont le signal optique est émis, transmis, régénéré et détecté.

La partie transmission, c'est-à-dire la fibre optique, étant au cœur de la thèse, nous avons particulièrement insisté sur ses propriétés linéaires et non-linéaires. Nous avons également présenté le principe de la régénération 1R, 2R et 3R. Certains dispositifs optiques dédiés à ce type de traitement du signal peuvent être réalisés à partir de fibres non-linéaires. Les principales avancées dans le domaine des fibres optiques fortement non-linéaires ont été présentées.

Lorsqu'un signal optique se propage dans une fibre optique non-linéaire, il subit à la fois l'influence des effets linéaires et des effets non-linéaires. La simulation numérique de la propagation du signal dans ces conditions n'est pas triviale mais doit absolument être maîtrisée lorsque l'on s'intéresse aux sujets développés dans le cadre de cette thèse. Le chapitre suivant va décrire le principe de la simulation numérique de la propagation non-linéaire d'impulsions dans une fibre optique au moyen d'une méthode couramment utilisée. Nous présenterons également les contributions originales que nous avons proposées pour augmenter l'efficacité de cette méthode.

## Chapitre 2

# Modélisation de la propagation non-linéaire dans une fibre optique

Un des objectifs de cette thèse est l'étude de la régénération optique à base de fibres optiques non-linéaires. Mes travaux de thèse ont débuté avec la modélisation d'un régénérateur utilisant le phénomène d'auto-modulation de phase dans une fibre optique non-linéaire (voir chapitre 4). L'équation qui permet de modéliser ce phénomène est l'équation non-linéaire de Schrödinger (ENLS). Elle se résout en général numériquement et une des méthodes les plus couramment utilisée, en raison de sa simplicité et de son efficacité, est la méthode dite split-step Fourier (SSF).

Si le temps de calcul de la solution numérique de l'ENLS est quasi immédiat pour un signal impliquant une seule impulsion par exemple, ce temps de calcul devient vite un handicap lorsqu'on veut traiter des signaux de 1024 impulsions, 2048 impulsions, voir plus. Or, comme nous le verrons au chapitre 4, c'est le genre de signaux que nous chercherons à propager au cours d'une des approches concernant l'étude théorique du régénérateur. Nous avons donc recherché, parmi les différentes méthodes SSF proposées dans la littérature, celles qui optimisent le temps de calcul de la solution numérique de l'ENSL. Nous nous sommes aperçus que, moyennant quelques modifications astucieuses de leur algorithme, certaines des méthodes les plus performantes pouvaient encore être améliorées afin d'augmenter leur efficacité. Nous avons également proposé une méthode qui, pour la première fois à notre connaissance, permet de résoudre l'ENLS avec une précision choisie.

Nous débuterons ce chapitre par la présentation de l'ENLS. Nous poursuivrons par l'explication de la méthode SSF de base permettant de résoudre numériquement l'ENSL. Nous étudierons ensuite les facteurs qui limitent la précision de la méthode SSF de base pour un temps de calcul donné. Nous verrons alors quelles méthodes ont été développées dans la littérature afin d'améliorer la précision de la méthode SSF avec des temps de calcul acceptables. Nous évaluerons ensuite les performances des différentes méthodes présentées au paragraphe précédent en retenant celles qui auront un intérêt pour nous, à savoir la méthode SSF symétrique trapézoïdale, la méthode SSF symétrique moyenne et la méthode

SSF symétrique à erreur locale.

Dans la suite du chapitre nous présenterons nos contributions originales permettant d'augmenter l'efficacité des trois méthodes citées précédemment. Nous présenteront également notre méthode originale permettant de résoudre l'ENLS avec une précision choisie. Enfin nous ferons le bilan des différentes méthodes présentées dans ce chapitre et tenterons d'éclairer un utilisateur potentiel sur le choix d'une méthode face à un problème donné.

## 2.1 L'équation non-linéaire de Schrödinger

L'équation non-linéaire de Schrödinger est une équation qui gouverne la propagation des impulsions dans la fibre optique. Elle est obtenue à partir des équations de Maxwell, qui gouvernent la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu. Cette équation est valable pour des impulsions plus larges qu'une picoseconde [22].

Si on ne tient pas compte des effets Raman et Brillouin, la propagation d'impulsions dans une fibre optique monomode est affectée par trois phénomènes principaux : les pertes, la dispersion de vitesse de groupe (ou dispersion chromatique) et la non-linéarité de type Kerr. Les influences de ces phénomènes sont décrites par l'équation non-linéaire de Schrödinger (ENLS). La forme usuelle de cette équation est la suivante [22] :

$$i \frac{\partial U(z, \tau)}{\partial z} + i \frac{\alpha}{2} U(z, \tau) - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U(z, \tau)}{\partial \tau^2} + \gamma |U(z, \tau)|^2 U(z, \tau) = 0, \quad (2.1)$$

où  $U(z, \tau)$  est l'enveloppe lentement variable du champ électrique,  $z$  la distance de propagation,  $\alpha$  les pertes,  $\beta_2$  la dispersion chromatique,  $\tau$  le temps (défini dans un repère qui se propage à la même vitesse de groupe que l'impulsion) et  $\gamma$  le coefficient non-linéaire qui est décrit par l'équation (1.30).

L'ENLS possède une autre forme où les paramètres sont normalisés et les pertes négligées. Cette forme normalisée est très utile dans le traitement de la transmission soliton [22] :

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\beta_2}{|\beta_2|} \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} + |u|^2 u = 0, \quad (2.2)$$

où  $\xi$  est la distance normalisée  $\xi = z/L_D$ ,  $L_D$  est la longueur de dispersion définie à l'équation (1.24),  $T = \tau/T_0$  est le temps normalisé et  $u$  le champ électrique normalisé :

$$u = N \frac{U}{\sqrt{P_0}} \quad (2.3)$$

où  $N$  est l'ordre soliton défini par :

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} \quad (2.4)$$

avec  $L_{NL}$  la longueur non-linéaire définie à l'équation (1.32).

Lorsque les effets non-linéaires d'ordre supérieur et les effets dispersifs d'ordre supérieur ne sont plus négligés (par exemple si la durée de impulsions est très inférieure à la picoseconde

et/ou la dispersion  $\beta_2$  de la fibre est négligeable), l'équation (2.1) prend la forme généralisée suivante [22] :

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}U + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{i}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} = i\gamma[|U|^2 U + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau}(|U|^2 U) - T_R U \frac{\partial |U|^2}{\partial \tau}] \quad (2.5)$$

où  $\beta_3$  est la dispersion du troisième ordre,  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$  la fréquence angulaire et  $T_R$  la constante de temps Raman.

Si l'on prend en compte le phénomène de modulation de phase croisée ou la biréfringence de la fibre, l'ENLS devient dégénérée en deux ENLS couplées [22]. Si l'on prend en compte le gain éventuel de la fibre (fibre dopée aux terres rares tels que  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$  ...), l'ENLS devient l'équation de Ginzburg-Landau [89–91].

Quelle que soit la forme de l'ENLS, les méthodes numériques pour la résoudre reposent presque toutes sur le même principe. Nous ne décrivons donc ces méthodes de résolution que dans le cas de la version simplifiée de l'ENLS donnée par la relation (2.1). Cette relation est une équation différentielle du deuxième ordre en temps et différentielle du premier ordre en distance. Cette équation ne possède pas de solution analytique, sauf dans le cas de la transmission soliton [22], lorsque les pertes sont négligées, où la méthode dite *inverse scattering method* peut être utilisée. Dans le cas général, des méthodes numériques doivent être utilisées. Parmi elles, la méthode split-step Fourier (SSF) est la plus utilisée en raison de sa simplicité et de son efficacité [92].

Par la suite, nous allons présenter cette méthode en détail.

## 2.2 La méthode split step Fourier de base

La méthode SSF a été utilisée pour la première fois par Hasegawa [93]. Depuis, elle est devenue très populaire [22, 94, 95]. Pour résoudre l'ENLS, il est commode de réécrire (2.1) comme suit :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = (\hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{N}})U \quad (2.6)$$

où  $\hat{\mathbf{L}}$  est l'opérateur linéaire, défini par :

$$\hat{\mathbf{L}} = -\frac{1}{2} \left( \alpha + i\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \right) \quad (2.7)$$

$\hat{\mathbf{N}}$  est l'opérateur non-linéaire, défini par :

$$\hat{\mathbf{N}} = i\gamma|U|^2 \quad (2.8)$$

Supposons que la distance  $h$  de propagation soit très petite de telle sorte que l'opérateur  $\hat{\mathbf{N}}$  puisse être considéré comme constant sur la distance  $h$ . La solution de (2.6) peut donc s'écrire :

$$U(h, \tau) \simeq \exp \left[ h(\hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{N}}) \right] U(0, \tau) \quad (2.9)$$

Notons que dans le cas où l'opérateur  $\hat{\mathbf{N}}$  est indépendant de la distance  $z$ , la relation (2.9) devient la solution exacte de (2.6).

Pour une distance de propagation plus grande, on divise la ligne de transmission en petits tronçons de taille  $h$ . Pour chaque tronçon on utilise la formule 2.9.

Pour un tronçon quelconque de  $z$  à  $z + h$ , on a :

$$U(z + h, \tau) \simeq \exp \left[ h(\hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{N}}) \right] U(z, \tau) \quad (2.10)$$

L'opération de partition du milieu de propagation en tronçons élémentaires est appelée "split-step".

Comme nous le verrons au paragraphe 2.3.2, du fait que  $h$  soit petit, on considère que les opérateurs  $\hat{\mathbf{L}}$  et  $\hat{\mathbf{N}}$  commutent. Le membre de droite de l'équation (2.10) peut être décomposé comme :

$$\exp \left[ h(\hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{N}}) \right] U(z, \tau) \simeq \exp(h\hat{\mathbf{L}})\exp(h\hat{\mathbf{N}})U(z, \tau) \quad (2.11)$$

L'équation (2.10) devient :

$$U(z + h, \tau) \simeq \exp(h\hat{\mathbf{L}})\exp(h\hat{\mathbf{N}})U(z, \tau) \quad (2.12)$$

L'équation (2.12) peut être résolue en considérant consécutivement les deux équations suivantes :

$$V(z + h, \tau) \simeq \exp(h\hat{\mathbf{N}})U(z, \tau), \quad (2.13)$$

$$U(z + h, \tau) = \exp(h\hat{\mathbf{L}})V(z + h, \tau), \quad (2.14)$$

L'opérateur  $\hat{\mathbf{N}}$  est un facteur multiplicatif dans le domaine du temps. L'équation (2.13) est donc facile à résoudre. L'équation (2.14) est moins évidente à résoudre car l'opérateur  $\hat{\mathbf{L}}$  contient un opérateur différentiel du deuxième ordre en temps. Pour résoudre cette équation on passe dans le domaine des fréquences en utilisant la transformée de Fourier. L'opérateur  $\partial^2/\partial^2\tau$  devient donc une multiplication par le terme  $(i\omega)^2$ . Après avoir traité l'opérateur  $\hat{\mathbf{L}}$  comme une simple multiplication, on repasse dans le domaine temporel en utilisant la transformée de Fourier inverse.

Au final, la solution de l'équation (2.1) devient :

$$U(z + h, \tau) \simeq F^{-1} \left[ \exp \left( -\frac{i\hbar}{2} \beta_2 (i\omega)^2 \right) F \left[ \exp(i\hbar\gamma|U|^2) U(z, \tau) \right] \right], \quad (2.15)$$

où  $F$  représente la transformée de Fourier et  $F^{-1}$  la transformée de Fourier inverse.

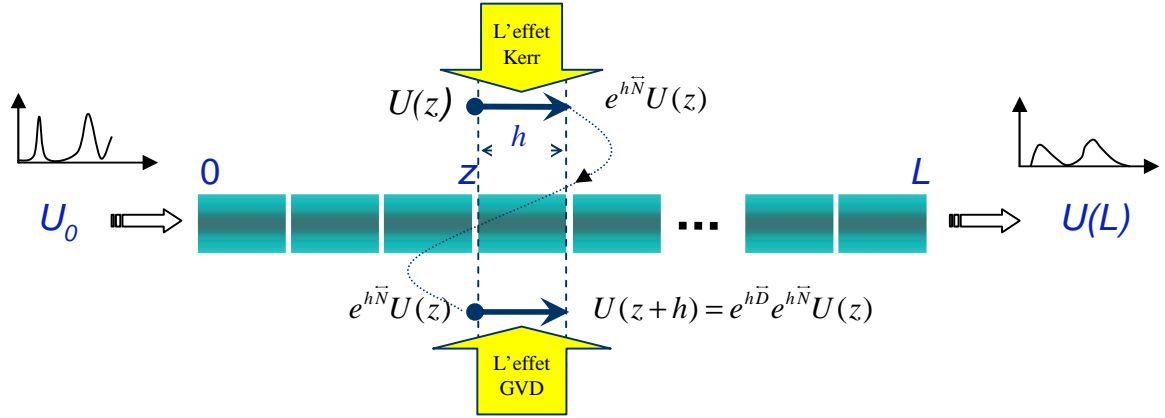


FIG. 2.1 – Schématisation de la méthode SSF de base.

La combinaison du processus *split step* et de la transformée de Fourier a donné naissance à l'appellation de *split step Fourier* pour cette méthode de résolution de l'ENLS.

La figure 2.1 permet de se représenter de façon schématique la méthode SSF. Du point de vue de l'interprétation physique de la méthode SSF, celle-ci implique que l'effet Kerr et l'effet de la dispersion s'appliquent non pas de manière simultanée sur l'impulsion, mais l'un après l'autre. Notons que d'après la solution (2.15), l'effet Kerr est exécuté avant l'effet de dispersion. On peut cependant échanger l'ordre de l'exécution sans influence sur le résultat.

## 2.3 Les principales limitations de la méthode SSF

Nous venons de décrire la méthode SSF de base dans laquelle certaines approximations ont été utilisées. Ces approximations influencent la précision de la résolution en provoquant un écart plus ou moins important entre la solution numérique et la solution exacte. De plus, l'échantillonnage du signal, lié à la résolution numérique, est une source supplémentaire d'erreur.

Par la suite, nous considérons en détail les facteurs qui influencent la précision du résultat de la méthode SSF ainsi que des solutions qui ont été développées dans la littérature pour limiter les erreurs.

### 2.3.1 La résolution et la fenêtre temporelle du signal

Dans les simulations numériques ainsi que dans l'utilisation de la méthode SSF, la détermination de la résolution en temps et en fréquence ainsi que la fenêtre temporelle et spectrale pour décrire le signal est très importante. Un *bon choix* des paramètres pour échantillonner le signal va réduire les erreurs de simulation. C'est le choix de ces paramètres qui permet d'obtenir les résultats numériques les moins erronés possible dans un temps de calcul acceptable. Il est évident que plus la résolution est fine, moins les résultats sont erronés, mais plus les calculs sont longs. Il y a donc un compromis à respecter. Nous rappelons ici que ce



compromis est dicté par les quelques règles de base suivantes.

- Pour le calcul de la transformée de Fourier, la méthode SSF utilise un algorithme qui s'appelle FFT (Fast Fourier Transform) [96]. Pour optimiser l'utilisation de cet algorithme, le signal doit être échantillonné uniformément par  $2^m$  échantillons.
- Selon le théorème de Nyquist [97], il faut prendre une fréquence d'échantillonnage égale à au moins deux fois la fréquence maximale du signal pour pouvoir reproduire le signal à partir de ces échantillons. La résolution en temps du signal dépend donc du signal à simuler.
- Au cours de la transmission, le signal à simuler peut être élargi sous l'influence de la dispersion. Pour que l'élargissement du signal ne déborde pas de la fenêtre du signal, la fenêtre temporelle doit être assez grande. Généralement, il est conseillé de prendre un rapport d'environ 20 à 30 entre la fenêtre temporelle et la durée à mi-hauteur du signal [22].

Si l'on respecte ces quelques règles de base, on s'assure que les erreurs de simulation ne seront pas dictées par un mauvais fenêtrage du signal.

### 2.3.2 La non-commutativité des opérateurs

Dans ce paragraphe nous présentons l'erreur de simulation liée à la non-commutativité des opérateurs linéaires et non-linéaires et présentons les méthodes SSF d'ordre supérieur qui permettent de limiter cette erreur.

Au cours du passage de l'équation (2.10) à l'équation (2.12), nous avons supposé que les opérateurs  $\hat{\mathbf{L}}$  et  $\hat{\mathbf{N}}$  commutent. En général, ils ne sont pas commutatifs et pour la décomposition du membre de droite de l'équation (2.10), une méthode plus rigoureuse consiste à appliquer la formule de Baker-Hausdorff [98,99]. Pour deux opérateurs  $\hat{\mathbf{L}}$  et  $\hat{\mathbf{N}}$  quelconques, cette relation permet d'écrire :

$$\exp(\hat{\mathbf{L}})\exp(\hat{\mathbf{N}}) = \exp \left\{ \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{N}} + \frac{1}{2!}[\hat{\mathbf{L}}, \hat{\mathbf{N}}] + \frac{1}{3!} \left( [\hat{\mathbf{L}}, [\hat{\mathbf{L}}, \hat{\mathbf{N}}]] + [[\hat{\mathbf{L}}, \hat{\mathbf{N}}], \hat{\mathbf{N}}] \right) + \dots \right\} \quad (2.16)$$

où  $[\hat{\mathbf{L}}, \hat{\mathbf{N}}] = \hat{\mathbf{L}}\hat{\mathbf{N}} - \hat{\mathbf{N}}\hat{\mathbf{L}}$  est le commutateur de  $\hat{\mathbf{L}}$  et  $\hat{\mathbf{N}}$ .

On constate alors que l'équation (2.11) est une approximation au premier ordre de l'équation (2.10). La précision de cette approximation est du second ordre en  $h$ . En effet, l'erreur liée à l'approximation au premier ordre s'écrit :

$$\epsilon = \frac{1}{2!}[h\hat{\mathbf{L}}, h\hat{\mathbf{N}}] = h^2 \frac{1}{2!}[\hat{\mathbf{L}}, \hat{\mathbf{N}}] \sim h^2 \quad (2.17)$$

La méthode SSF obtenue en utilisant l'approximation au premier ordre (2.11) s'appelle la méthode SSF du premier ordre (f-SSF pour first-order SSF).

En raison de la non-commutativité des deux opérateurs, pour améliorer la précision de la méthode SSF, il faut augmenter l'ordre d'approximation dans la décomposition de la partie droite de l'équation (2.10). Plus l'ordre de l'approximation est élevé, plus la solution

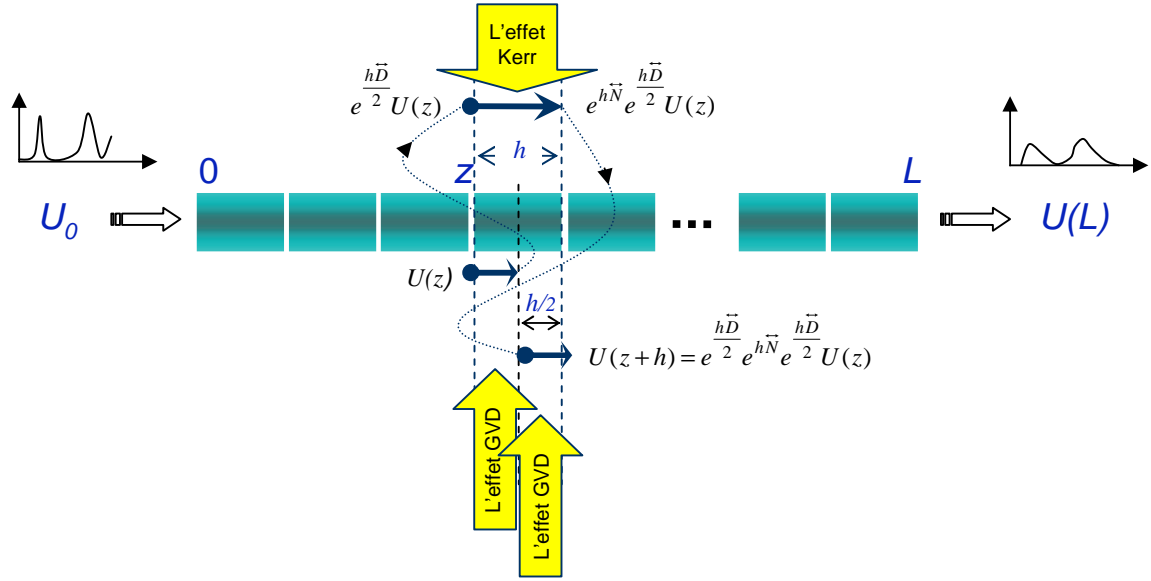


FIG. 2.2 – Schématisation de la méthode s-SSF.

est précise [100]. Cependant, l'algorithme SSF sera plus complexe et son temps de calcul sera plus long. Pour cette raison, la plupart des utilisateurs se limitent à la méthode SSF du deuxième ordre (s-SSF pour second-order SSF). Elle se présente sous la forme suivante [22, 101] :

$$U(z+h, \tau) \simeq \exp\left(\frac{h}{2}\hat{\mathbf{L}}\right) \exp(h\hat{\mathbf{N}}) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{\mathbf{L}}\right) U(z, \tau) \quad (2.18)$$

Cette solution est précise au troisième ordre en  $h$ . En effet :

$$\begin{aligned} & \exp\left(\frac{h}{2}\hat{\mathbf{L}}\right) \exp(h\hat{\mathbf{N}}) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{\mathbf{L}}\right) = \\ &= \exp\left(\frac{h}{2}\hat{\mathbf{L}}\right) \exp\left[h\hat{\mathbf{N}} + \frac{h}{2}\hat{\mathbf{L}} + \frac{h^2}{4}\hat{\mathbf{N}}\hat{\mathbf{L}} - \frac{h^2}{4}\hat{\mathbf{L}}\hat{\mathbf{N}} + O(h^3)\right] \\ &= \exp\left[\frac{h}{2}\hat{\mathbf{L}} + h\hat{\mathbf{N}} + \frac{h}{2}\hat{\mathbf{L}} + \frac{h^2}{4}\hat{\mathbf{N}}\hat{\mathbf{L}} - \frac{h^2}{4}\hat{\mathbf{L}}\hat{\mathbf{N}} + \frac{h^2}{4}\hat{\mathbf{L}}\hat{\mathbf{N}} + \frac{h^2}{4}\hat{\mathbf{L}}^2 - \frac{h^2}{4}\hat{\mathbf{N}}\hat{\mathbf{L}} - \frac{h^2}{4}\hat{\mathbf{L}}^2 + O(h^3)\right] \\ &= \exp\left[h\hat{\mathbf{N}} + h\hat{\mathbf{L}} + O(h^3)\right] \end{aligned} \quad (2.19)$$

Donc, pour une même taille de tronçon  $h$ , la méthode s-SSF donne un résultat plus précis que celui donné par la méthode f-SSF.

Du point de vue physique, au cours de la propagation, les impulsions simulées par la méthode s-SSF subissent l'effet linéaire et l'effet non-linéaire de façon intermittente sur chaque tronçon. L'effet non-linéaire est accumulé au milieu du tronçon tandis que l'effet linéaire est appliqué sur chaque demi-tronçon (voir figure 2.2).

Pour différencier les méthodes s-SSF et f-SSF, nous présentons, sur la figure 2.3, les différentes étapes d'exécution des opérateurs linéaire et non-linéaire pour chacune des deux méthodes. Nous constatons que la méthode s-SSF est plus complexe à mettre en œuvre (elle

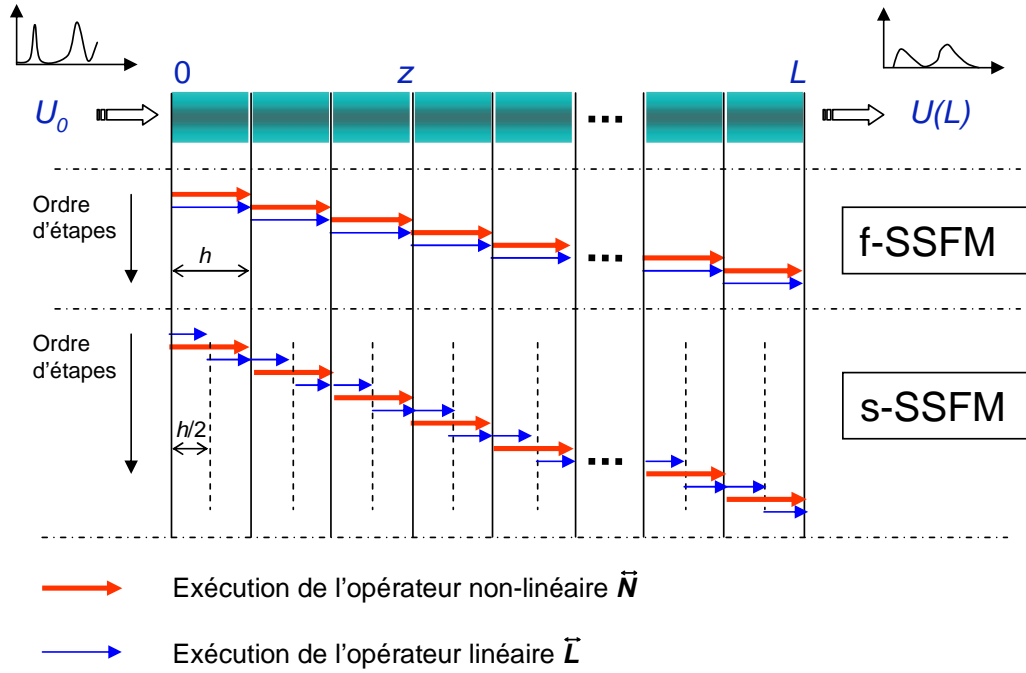


FIG. 2.3 – Schématisation de la procédure pour les méthodes f-SSF et s-SSF.

nécessite un opérateur de plus sur chaque tronçon). Par contre, elle est plus efficace dans la plupart de cas.

### 2.3.3 La dépendance en $z$ de l'opérateur non-linéaire

Dans ce paragraphe nous présentons l'erreur de simulation liée à la dépendance en  $z$  de l'opérateur non-linéaire et présentons les méthodes SSF symétriques qui permettent de limiter cette erreur.

Pour obtenir l'équation (2.10) à partir de l'équation (2.6), nous avons dû supposer que l'opérateur  $\hat{N}$  ne dépendait pas de la distance  $z$  sur un petit tronçon  $h$ . En réalité, l'opérateur non-linéaire dépend directement de l'intensité du signal qui varie pendant la propagation. Cette hypothèse d'indépendance de l'opérateur  $\hat{N}$  introduit des erreurs dans les résultats de simulations. Cela veut dire que si la dépendance en  $z$  pouvait être estimée dans le calcul de l'opérateur  $\hat{N}$ , la précision de la méthode SSF pourrait être améliorée.

Afin de prendre en compte la dépendance en  $z$  de l'opérateur  $\hat{N}$  dans l'équation (2.18), on remplace le terme  $\exp(h\hat{N})$  par la terme  $\exp\left[\int_z^{z+h} \hat{N}(z)dz\right]$  [22, 101, 102] :

$$U(z+h, \tau) \simeq \exp\left(\frac{h}{2}\hat{L}\right) \exp\left(\int_z^{z+h} \hat{N}(z)dz\right) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{L}\right) U(z, \tau) \quad (2.20)$$

Cette méthode est connue sous le nom de méthode SSF symétrique (S-SSF pour Symmetrized SSF) [22, 101]. Pour calculer le terme intégral dans l'équation (2.20), la règle de quadrature des trapèzes peut être appliquée [22, 102, 103] :

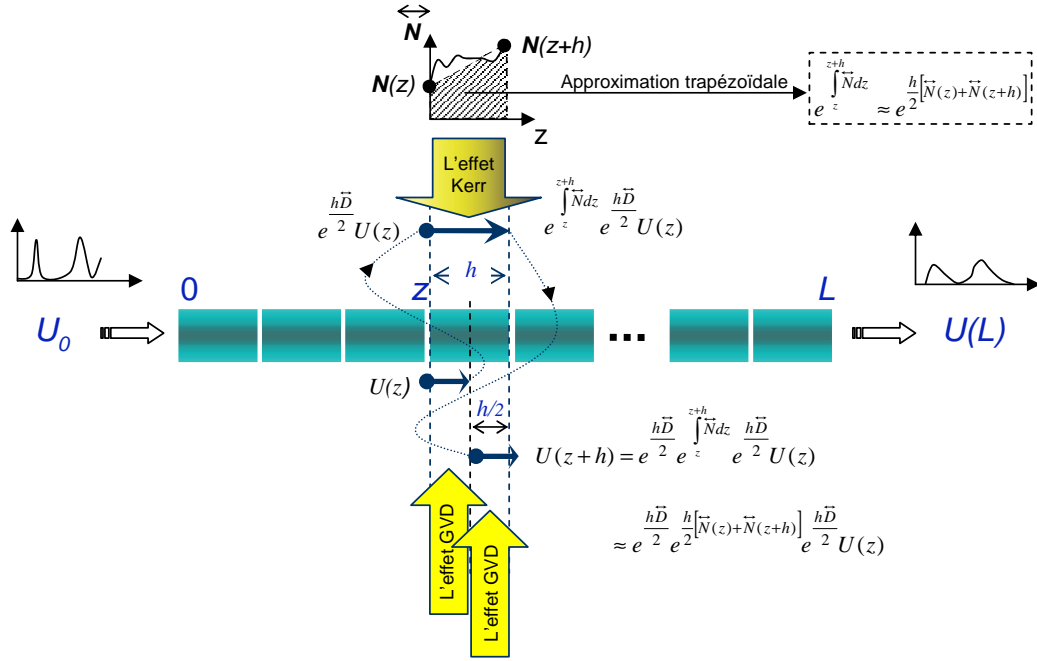


FIG. 2.4 – Schématisation de la méthode S-SSF trapézoïdale.

$$\int_z^{z+h} \hat{N} dz = \frac{h}{2} [\hat{N}(z+h) + \hat{N}(z)] \quad (2.21)$$

Cette approximation utilisant une règle trapézoïdale donne une solution plus exacte que la solution donnée par l'équation (2.18). Nous appelons cette méthode la méthode *S-SSF trapézoïdale* :

$$U(z+h, \tau) \simeq \exp\left(\frac{h}{2} \hat{\mathbf{L}}\right) \exp\left(\frac{h}{2} [\hat{N}(z+h) + \hat{N}(z)]\right) \exp\left(\frac{h}{2} \hat{\mathbf{L}}\right) U(z, \tau) \quad (2.22)$$

Le schéma de la figure 2.4 résume la procédure de la méthode S-SSF trapézoïdale.

L'exécution de l'équation (2.21) est moins simple qu'il n'y paraît puisque  $\hat{N}(z+h)$  n'est pas déterminé au moment où l'on veut calculer  $U(z+h, \tau)$  dans la mesure où  $\hat{N}(z+h)$  est calculé à partir de  $|U(z+h, \tau)|^2$ .

Pour contourner ce problème, on doit effectuer une procédure itérative en deux étapes :

- Dans la première étape,  $\hat{N}(z+h)$  dans l'équation (2.22) est remplacé par  $\hat{N}(z)$  pour estimer une valeur temporaire de  $U(z+h, \tau)$ . A l'aide de cette valeur temporaire de  $U(z+h, \tau)$ ,  $\hat{N}(z+h)$  est déterminé.
- Dans la deuxième étape, cette valeur de  $\hat{N}(z+h)$  est introduite dans l'équation (2.22) pour trouver la valeur définitive de  $U(z+h, \tau)$ .

La succession des étapes de calculs dans l'algorithme de cette procédure itérative est présentée par la figure 2.5. Pour chaque pas, trois calculs de l'opérateur linéaire et deux calculs de l'opérateur non-linéaire sont effectués.

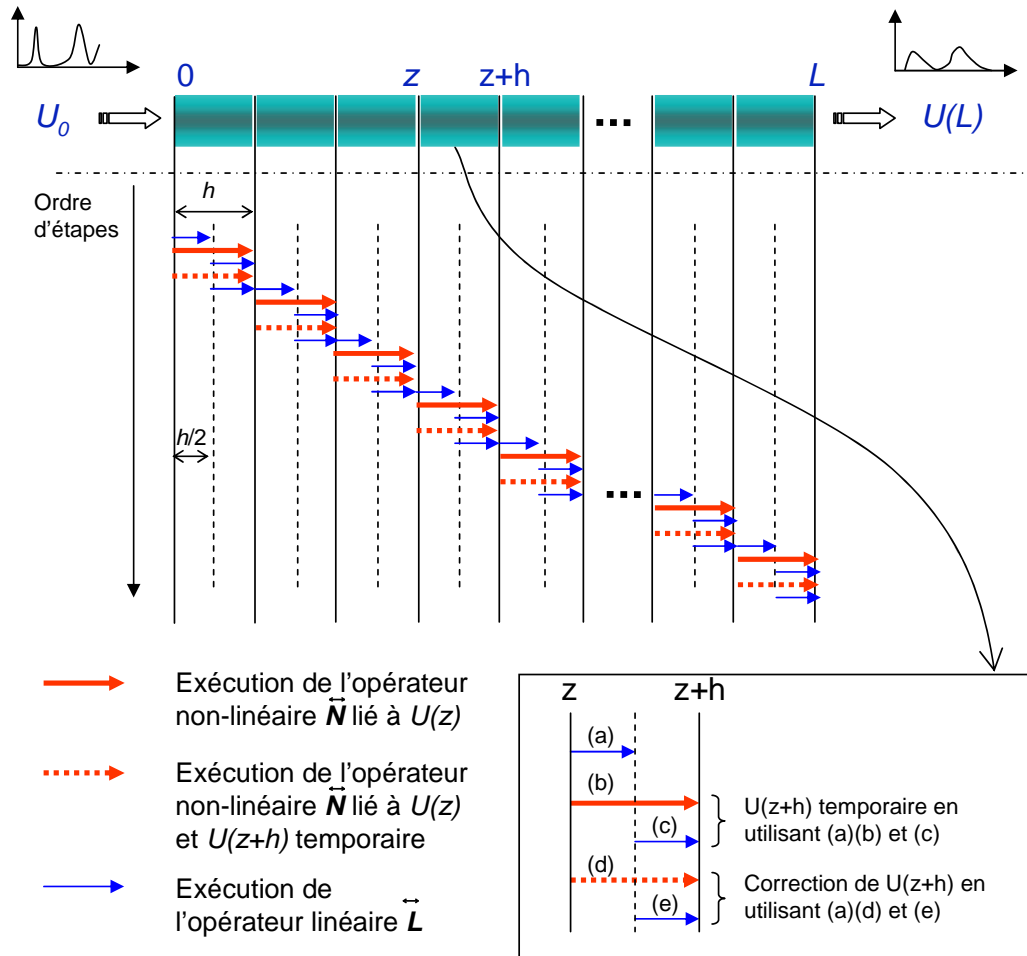


FIG. 2.5 – Schématisation de la procédure pour la méthode S-SSF trapézoïdale incluant les procédures itératives à chaque tronçon.

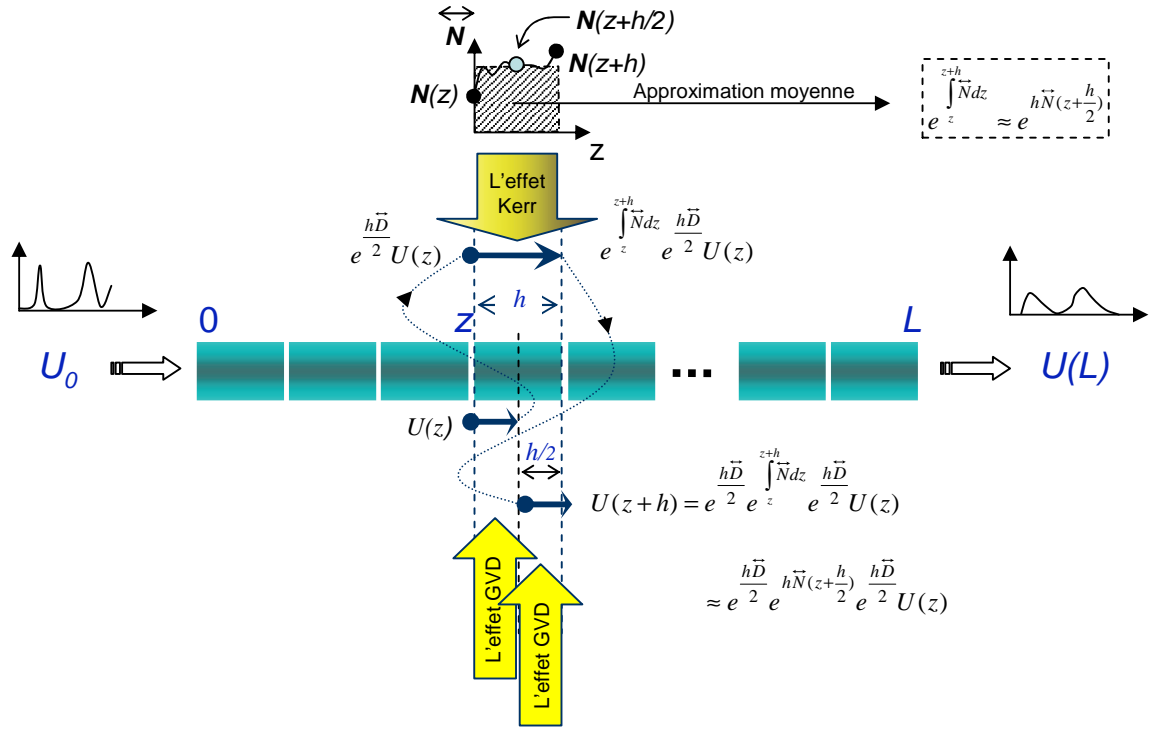


FIG. 2.6 – Schéma de la méthode S-SSF moyenne.

Avec les mêmes tailles de tronçon, le temps de calcul de la méthode S-SSF trapézoïdale est trois fois plus grand que celui de la méthode f-SSF. En effet, le temps de calcul des méthodes SSF dépend principalement du nombre de fonctions FFT utilisées dans l'opérateur  $\hat{\mathbf{L}}$  à chaque tronçon. Or, pour la méthode S-SSF trapézoïdale, on utilise, à chaque tronçon, trois évaluations de l'opérateur  $\hat{\mathbf{L}}$  contre une évaluation pour la méthode f-SSF. Malgré cet inconvénient, la méthode S-SSF trapézoïdale est plus efficace que la méthode f-SSF parce qu'elle permet d'utiliser des tronçons de taille plus grande que ceux utilisés par la méthode f-SSF en gardant la même précision dans les résultats.

Il existe une autre technique pour évaluer le terme intégral dans l'équation (2.20). C'est l'approximation par une valeur constante moyenne calculée au milieu du tronçon [104,105] :

$$U(z+h, \tau) \simeq \exp\left(\frac{h}{2}\hat{\mathbf{L}}\right) \exp\left(h\hat{\mathbf{N}}(z+h/2)\right) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{\mathbf{L}}\right) U(z, \tau) \quad (2.23)$$

Le schéma de la figure 2.6 résume la procédure de cette méthode que nous appellerons méthode *S-SSF moyenne*. Pour pouvoir exécuter l'équation (2.23), il faut connaître la valeur de  $U(z+h/2)$ . Comme l'on ne connaît que celle de  $U(z)$ , il faut une étape supplémentaire. C'est le calcul de  $U(z+h/2)$  en utilisant la méthode f-SSF :

$$U(z+h/2, \tau) \simeq \exp\left(\frac{h}{2}\hat{\mathbf{L}}\right) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{\mathbf{N}}\right) U(z, \tau). \quad (2.24)$$

Cette technique d'approximation est plus précise que la méthode f-SSF mais nécessite

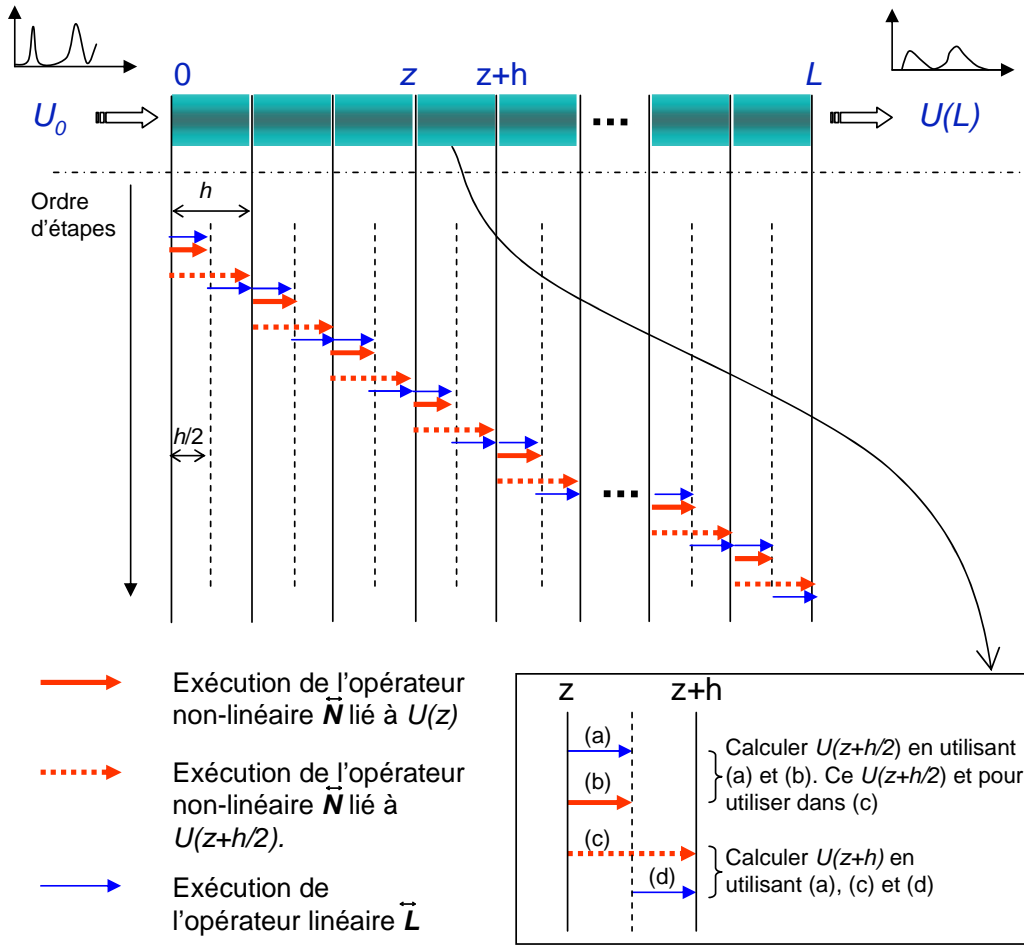


FIG. 2.7 – Schématisation de la procédure pour la méthode S-SSF moyenne.

deux fois plus de temps de calcul car elle utilise deux fois l'opérateur linéaire à chaque tronçon.

La succession des étapes de calculs dans l'algorithme de la méthode S-SSF moyenne est présentée par la figure 2.7.

Notons que l'étape qui consiste à évaluer la valeur de  $\hat{N}(z + h/2)$  est une estimation du premier ordre tandis que celle de la méthode S-SSF trapézoïdale (calcul de  $\hat{N}(z + h)$ ) est une estimation du deuxième ordre.

### 2.3.4 La distribution spatiale des tronçons

Dans ce paragraphe nous présentons l'erreur de simulation liée à la distribution spatiale des tronçons et présentons les méthodes SSF à pas variable qui permettent de limiter cette erreur.

La taille du tronçon joue un rôle très important pour la détermination de la précision de la solution numérique. Plus les tailles de tronçon sont petites, plus la précision de la méthode SSF est bonne. Si la taille du tronçon tend vers zéro, la solution numérique de

l'équation ENLS devient la solution exacte.

D'un autre côté, plus la taille du tronçon est petite, plus le nombre de tronçons augmente. Par conséquent, le temps de calcul augmente.

Pour chercher le compromis entre le choix de la taille du tronçon et le temps de calcul, on peut chercher à adapter les tailles de tronçon. En effet, durant la propagation les propriétés du signal (forme, puissance, etc) changent. Aux endroits de la transmission où le changement du signal est rapide, on a intérêt à prendre de petits tronçons pour pouvoir suivre ce changement. Cependant, si le changement est lent, ce n'est pas nécessaire.

Ainsi, pour augmenter la précision tout en gardant un temps de calcul raisonnable, il est recommandé d'avoir une bonne connaissance de la transmission pour pouvoir trouver la bonne distribution des tailles de tronçons.

Plusieurs travaux sur le choix du schéma de distribution spatiale des tronçons ont été menés [106]. Différents schémas ont été proposés et ont conduit à différentes variantes de méthode SSF à pas variable. Nous en présenterons quelques unes, telles que la méthode à rotation de phase et la méthode de l'erreur locale.

#### 2.3.4.1 La méthode SSF à rotation de phase

Dans la méthode SSF à rotation de phase, la taille du tronçon est choisie de telle manière à ce que le changement de phase dû à la non-linéarité ne dépasse pas un certain seuil limite. Après propagation sur une longueur  $h$  de fibre, le déphasage, dû à la SPM, d'un signal  $U(\tau)$  vaut [22] :

$$\phi_{NL}(h, \tau) = \gamma |U(0, \tau)|^2 \frac{1 - \exp(-\alpha h)}{\alpha} \quad (2.25)$$

Donc le déphasage maximal  $\phi_{NL}^{max}$  correspond à une puissance maximale  $P_{max}$  :

$$\phi_{NL}^{max} = \gamma P_{max} \frac{1 - \exp(-\alpha h)}{\alpha} \quad (2.26)$$

Selon l'équation (2.26), on voit que le déphasage du signal ne dépasse pas  $\phi_{NL}^{max}$  si l'on choisit la taille du tronçon comme une fonction de la puissance maximale :

$$h = - \frac{\ln \left( 1 - \frac{\alpha \phi_{NL}^{max}}{\gamma P_{max}} \right)}{\alpha} \quad (2.27)$$

En supposant les pertes négligeables ( $\alpha \simeq 0$ ), l'équation (2.27) devient :

$$h = \frac{\phi_{NL}^{max}}{\gamma P_{max}} \quad (2.28)$$

La figure 2.8 schématise le choix des tailles de tronçon selon la méthode à rotation de phase.

Clairement, la méthode SSF à rotation de phase est adaptée aux simulation de transmission où la SPM est importante, comme par exemple, les études concernant la transmission des solitons.



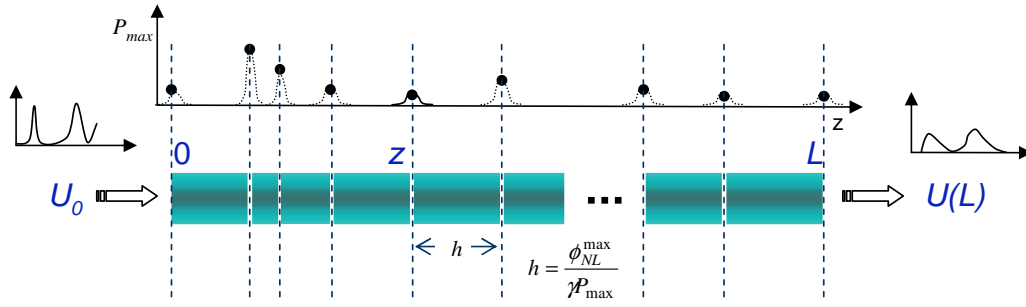


FIG. 2.8 – La méthode SSF à rotation de phase.

### 2.3.4.2 La méthode SSF à erreur locale

Généralement, les méthodes SSF à pas variable telles que les méthodes présentées précédemment dépendent du système étudié parce que l'on doit connaître certaines propriétés du système. En 2003, Sinkin *et al.* ont proposé une méthode, appelé méthode SSF à erreur locale (LEM pour Local Error Method) qui fonctionne quelque soit le système pour lequel elle est appliquée [106].

Le but de la méthode LEM est de fournir une stratégie pour le choix de la taille optimale de tronçons quelque soient le type de systèmes. Cette méthode assure que les erreurs locales (erreurs dans chaque tronçon) sont limitées par une certaine valeur  $\delta_G$  (l'erreur locale donnée). Un ordre de précision supplémentaire est obtenu grâce à cette méthode alors qu'elle n'utilise que 50% de temps de calcul supplémentaire par rapport à la méthode SSF de base [106]. Les étapes de l'algorithme de la méthode LEM sont :

**Étape 1** . Chercher la solution brute  $U_c$  à  $z + 2h$  en appliquant la méthode S-SSF pour  $U(z, \tau)$  avec une taille du tronçon de  $2h$ . Poser ensuite  $U_c = U_t(z + 2h, \tau) + C(2h)^3 + O(h^4)$ , où  $U_t(z + 2h, \tau)$  est la solution exacte à  $z + 2h$ , et  $C$  une constante.

**Étape 2** . Chercher la solution  $U_f$  à  $z + 2h$  en utilisant la méthode S-SSF pour  $U(z, \tau)$  avec deux tronçons de taille  $h$ . Comme pour l'étape 1, poser  $U_f = U_t(z + 2h, \tau) + 2Ch^3 + O(h^4)$ .

**Étape 3** . Effectuer l'évaluation de l'erreur locale relative définie par :

$$\delta = \frac{\|U_f - U_c\|}{\|U_f\|} \quad (2.29)$$

$$\text{avec } \|U(\tau)\| = \sqrt{\int |U(\tau)|^2 d\tau}.$$

**Étape 4** . Déterminer la solution optimale à  $z + 2h$  :

$$U(z + 2h, \tau) = \frac{4}{3}U_f - \frac{1}{3}U_c = U_t(z + 2h, \tau) + O(h^4) \quad (2.30)$$

**Étape 5** . Déterminer la taille du prochain tronçon en comparant  $\delta$  et  $\delta_G$  :

- Si  $\delta > 2\delta_G$ , éliminer la solution  $U(z + 2h, \tau)$  et la re-calculer en prenant la moitié de la taille du tronçon.

- Si  $\delta_G < \delta \leq 2\delta_G$ , la taille du prochain tronçon est égale à la taille du tronçon actuel divisée par  $\sqrt[3]{2}$ .
- Si  $\delta_G/2 < \delta \leq \delta_G$ , garder la même taille de tronçon.
- Si  $\delta \leq \delta_G/2$  la taille du prochain tronçon est égale à la taille du tronçon actuel multipliée par  $\sqrt[3]{2}$ .

Grâce à la méthode LEM, la taille des tronçons est adaptée au cours de la propagation de manière à ce que l'erreur locale sur un tronçon soit inférieure à une valeur donnée, quelque soit le système étudié.

Comme nous le verrons au paragraphe 2.8, où nous comparerons les différentes méthodes SSF, la méthode LEM est une des méthodes les plus efficaces. Toutefois, nous voulons faire les remarque suivantes. Premièrement, la taille des tronçons n'est pas modifiée sur une large gamme de valeur de l'erreur locale ( $\delta_G/2 < \delta \leq \delta_G$ ). Ceci conduit à une évolution de la taille des tronçons en forme de "marches d'escalier". Deuxièmement, le facteur d'augmentation ou de réduction de la taille des tronçons, est toujours égal à la même valeur  $\sqrt[3]{2}$  ce qui rend la méthode moins adaptative qu'elle n'y parait. Enfin, lors de la condition  $\delta > 2\delta_G$ , la solution numérique sur un tronçon est calculée, éliminée puis re-calculée avec une nouvelle taille de tronçon. Mais la réduction de cette nouvelle taille de tronçon par un facteur 2 n'assure pas toujours d'éviter la condition  $\delta > 2\delta_G$ . Ceci a évidemment un coût supplémentaire sur le temps de calcul.

Nous proposerons, au paragraphe 2.6, une amélioration de la méthode LEM qui évite ces inconvénients.

## 2.4 Evaluation des performances

Dans le paragraphe 2.3, nous avons étudié non seulement les différentes causes possibles pouvant introduire des erreurs dans les résultats de simulation mais également les méthodes SSF modifiées permettant de réduire ces erreurs.

Dans cette partie nous présentons un moyen d'évaluer l'erreur finale définie comme l'erreur entre la solution exact et la solution numérique au terme de la propagation. Ceci nous permettra de comparer les performances de différentes méthodes SSF.

Au cours de la simulation, nous choisissons de traiter le signal optique échantillonné  $U$  comme un vecteur de dimension  $k$  :  $U = [U_1, U_2, U_3, U_4 \dots U_k]$  où  $U_i$  est un échantillon du signal. Dans l'espace à  $k$  dimension, l'énergie du signal est égale au carré de la norme euclidienne de  $U$  :

$$\|U\| = \sqrt{\int |U(\tau)|^2 d\tau} = \sqrt{\sum_{i=1}^k U_i^2} = \sqrt{E} \quad (2.31)$$

où  $E$  est l'énergie du signal.

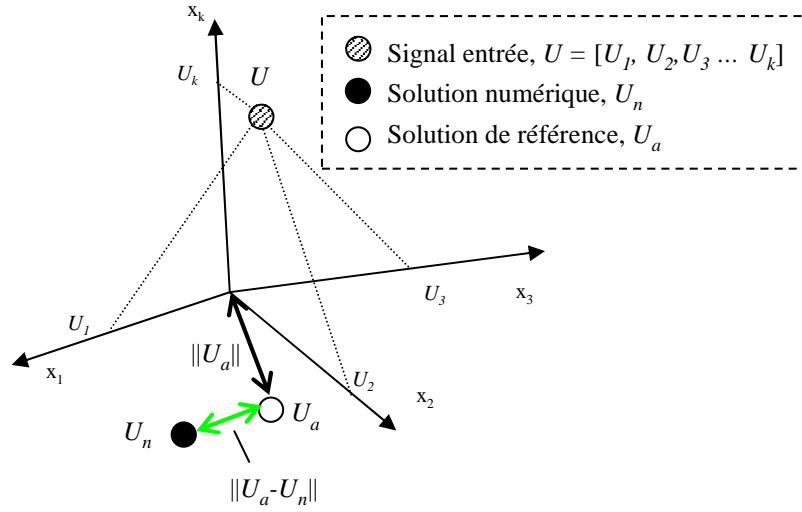


FIG. 2.9 – Représentation du signal échantillonné et de la solution numérique et solution de référence en sortie de fibre.

Après la transmission, en sortie de fibre, on obtient la solution numérique  $U_n = [U_{n1}, U_{n2}, U_{n3}, U_{n4} \dots U_{nk}]$ . Supposons que cette transmission ait une solution analytique  $U_a = [U_{a1}, U_{a2}, U_{a3}, U_{a4} \dots U_{ak}]$ . Pour évaluer la précision relative de la solution numérique, on peut se baser sur le rapport de la norme euclidienne de l'écart entre  $U_a$  et  $U_n$  sur la norme euclidienne de  $U_a$  :

$$\delta = \frac{\|U_a - U_n\|}{\|U_a\|} \quad (2.32)$$

Cependant,  $U_a$  ne peut pas être obtenu par une méthode analytique dans la plupart des cas [22]. Par la suite,  $U_a$  sera considérée comme une solution numérique de référence avec une résolution spatiale très élevée : par exemple, le cas d'une transmission d'impulsions de quelques picosecondes avec une taille de tronçon de l'ordre du centimètre.

Pour évaluer l'erreur d'une solution numérique, il faut d'abord calculer la solution numérique, puis la solution de référence. Cette dernière demande un très grand temps de calcul, mais cette étape est nécessaire si l'on veut connaître la précision de la solution numérique.

La représentation du signal dans un espace à  $k$  dimensions est donnée à la figure 2.9. Cette figure représente également la solutions numérique  $U_n$  et la solution de référence  $U_a$  en sortie de fibre, ainsi que la distance  $U_n - U_a$ .

En se basant sur cette définition de l'erreur entre la solution numérique et la solution de référence, des comparaisons entre les performances de différentes méthodes SSF peuvent être effectuées facilement.

Le critère pour évaluer les performances est basé sur l'évolution du temps de calcul de la solution numérique en fonction de la précision de la solution numérique. Il est utile de trouver un critère qui ne dépend que de l'algorithme pour évaluer le temps de calcul. En général, on choisit le nombre de fonctions FFT exécutées par le programme de calcul puisque

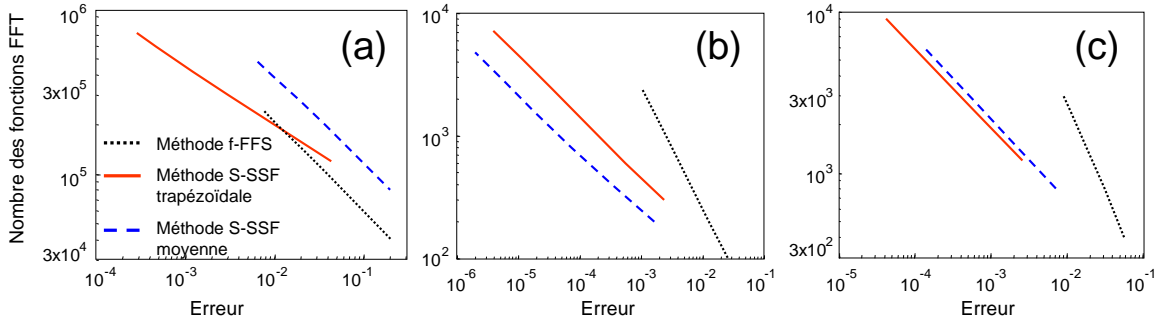


FIG. 2.10 – Comparaison des performances des méthodes f-SSF, S-SSF trapézoïdale et S-SSF moyenne dans trois cas : (a)  $N^2 = 10$ , (b)  $N^2 = 0.1$  et (c)  $N^2 = 1$ .

la plus grosse partie du temps de calcul est consommée pour exécuter les fonctions FFT.

Nous utiliserons ce critère pour comparer les performances de différentes méthodes SSF. La figure 2.10 compare les performances des méthode f-SSF, S-SSF trapézoïdale et S-SSF moyenne.

Les paramètres de simulation sont : fibre de type SMF,  $L = 50$  km,  $D = 17$  ps/nm/km,  $\gamma = 1,3$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>,  $\alpha = 0,2$  dB/km. L'impulsion est de type sécante hyperbolique avec  $T_{FWHM} = 10$  ps,  $T_{fenetre} = 320$  ps. Nous utilisons 2048 échantillons pour décrire ce signal. Trois cas de simulations sont considérés en changeant la puissance optique : (a) la non-linéarité de la fibre est dominante ( $N^2 = 10$ ), (b) la dispersion de la fibre est dominante ( $N^2 = 1/10$ ) et (c) les deux phénomènes sont comparables ( $N = 1$ ). Le signal de référence a été obtenu en employant la méthode S-SSF trapézoïdale avec une taille de pas de 5 centimètres.

Les courbes présentent le nombre de FFT nécessaire en fonction de la précision de la solution numérique sont en général des droites en échelle logarithmique. Plus la pente de la droite est faible, plus la méthode est performante.

Selon les pentes des courbes de la figure 2.10, nous constatons que la précision de la méthode S-SSF trapézoïdale est du deuxième ordre, la précision de la méthode f-SSF est du premier ordre et la précision de la méthode S-SSF moyenne est parfois du deuxième ordre et parfois au premier ordre. Ce dernier point vient du fait que la méthode S-SSF moyenne utilise le mélange de deux méthodes : s-SSF et f-SSF. Elle utilise la méthode f-SSF pour approximer l'opérateur  $\hat{N}$  en prenant en compte la dépendance en  $z$  de  $\hat{N}$  (voir l'équation (2.24)). Ceci explique pourquoi la méthode S-SSF moyenne devient une méthode du premier ordre dans le cas de transmission très non-linéaire (figure 2.10.a).

## 2.5 Optimisation des algorithmes des méthodes S-SSF

D'après les figures illustrant les algorithmes des méthodes S-SSF trapézoïdale (figure 2.5) et S-SSF moyenne (figure 2.7), nous constatons que l'opérateur linéaire  $\hat{L}$  (nécessitant les FFT) est exécuté deux fois de manière consécutive, de part et d'autre de la frontière entre les

deux tronçons. Si l'on pouvait trouver un moyen de n'exécuter qu'une seule fois l'opérateur  $\hat{\mathbf{L}}$ , on diminuerait le temps de calcul.

L'idée de regrouper les deux opérateurs linéaires de deux tronçons consécutifs n'est pas nouvelle. Elle est mentionnée en 1994 dans la référence [105]. La difficulté à réaliser cette astuce réside dans le fait que le champ  $U(z, \tau)$  doit être connue à chaque extrémité de tronçon pour la réalisation des méthodes SSF trapézoïdale ou moyenne. Jusqu'à maintenant, nous n'avons relevé dans la littérature aucune méthode permettant d'évaluer le champ à chaque extrémité de tronçon et de s'affranchir de la double exécution de l'opérateur  $\hat{\mathbf{L}}$  de part et d'autre de la frontière entre deux tronçons.

Dans les paragraphes suivants, nous présentons notre méthode permettant de résoudre ce problème pour les méthodes S-SSF trapézoïdale et S-SSF moyenne.

### 2.5.1 Optimisation de la méthode S-SSF trapézoïdale

On remarque d'après la figure 2.5, que pour la méthode S-SSF trapézoïdale, l'opérateur linéaire  $\hat{\mathbf{L}}$  n'est exécuté que par demi tronçons. A la fin de chaque tronçon et au début du tronçon suivant il est notamment exécuté deux fois consécutivement. La raison qui empêche de regrouper ses deux opérations en une seule opération (sur une longueur deux fois plus grande) est que, selon l'algorithme, la valeur définitive du champ doit être calculée à la fin de chaque tronçon.

La solution que nous proposons permet de s'affranchir de la connaissance de la valeur du champ électrique à chaque extrémité de tronçon et permet donc d'exécuter l'opérateur linéaire  $\hat{\mathbf{L}}$  sur une longueur  $h$  incluant la limite entre les tronçons. L'idée est la suivante. A une distance  $z$  quelconque, plutôt que d'estimer une valeur temporaire  $U(z + h, \tau)$  à partir de la valeur définitive  $U(z, \tau)$ , nous estimons la valeur temporaire de  $U(z + h, \tau)$  à partir de la valeur temporaire  $U(z, \tau)$  qui avait été établie à partir de  $U(z - h, \tau)$ . En d'autres termes, nous évitons le calcul des valeurs définitives qui nécessitaient l'exécution de l'opérateur  $\hat{\mathbf{L}}$  sur des demi tronçons [107].

L'illustration de l'algorithme d'optimisation de la méthode S-SSF trapézoïdale est présentée à la figure 2.11

Les figures 2.12 et 2.13 comparent les performances de notre nouvelle méthode, dite S-SSF trapézoïdale optimisée, avec la méthode S-SSF trapézoïdale ordinaire dans les simulations de transmission sur 50 km de fibre SMF. Ces résultats prouvent que notre technique ne sacrifie que peu de précision (figure 2.12.a) pour un gain en temps de calcul significatif (figure 2.12.b et figure 2.13). Au final, elle est plus efficace que la méthode S-SSF trapézoïdale ordinaire : avec une même précision, elle diminue d'environ 33% le temps de calcul (proportionnel à la réduction du nombre des fonctions FFT effectuées) par rapport à la méthode S-SSF trapézoïdale ordinaire dans tous les cas de transmission du signal.

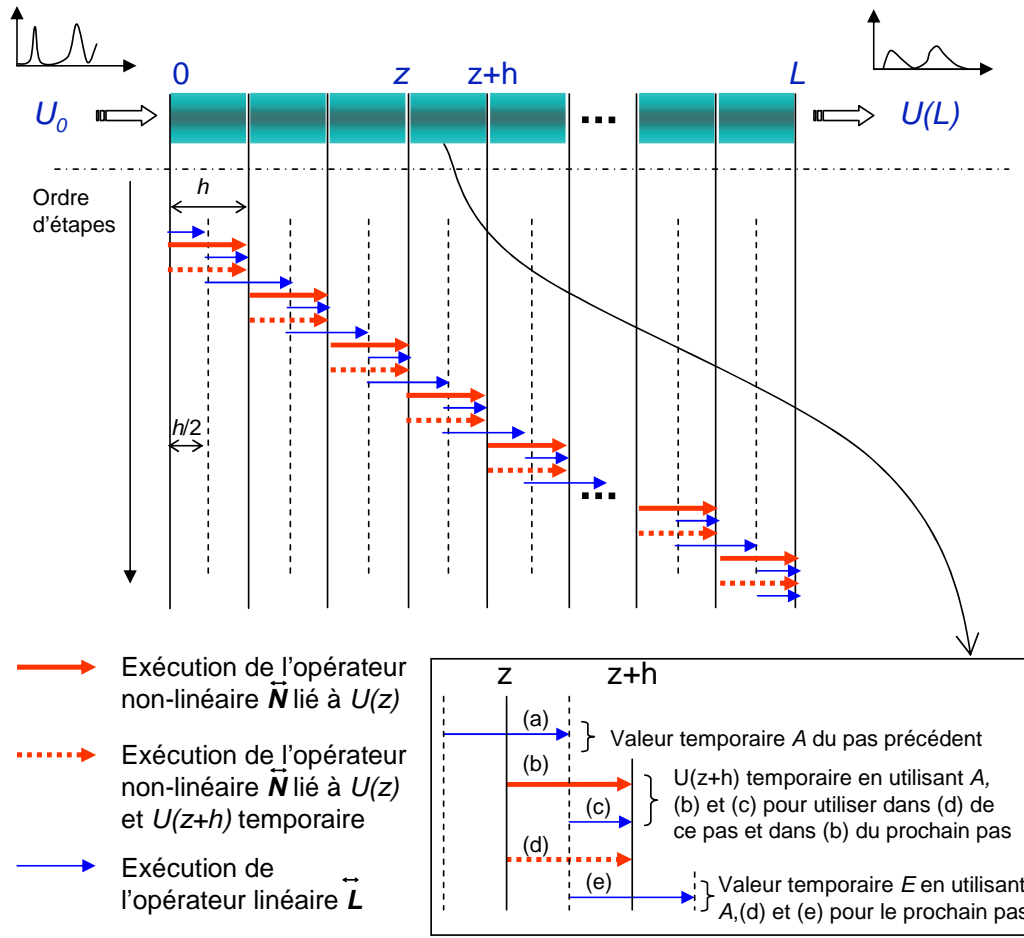


FIG. 2.11 – Schéma de la procédure d'optimisation de la méthode S-SSF trapézoïdale.

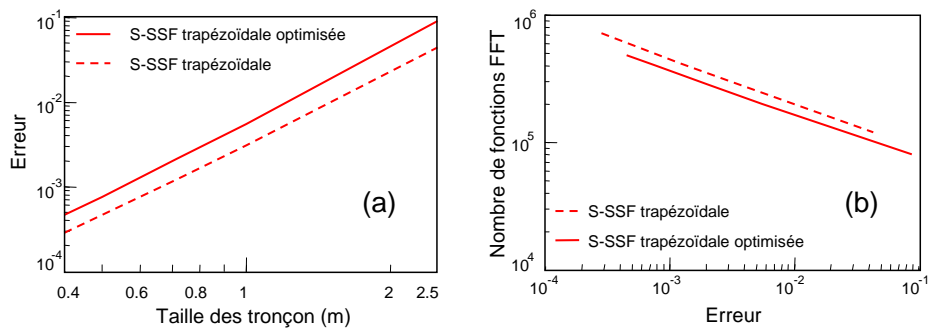


FIG. 2.12 – Erreur en fonction des tailles des tronçons (a) et nombre de fonctions FFT en fonction de l'erreur pour la méthode S-SSF trapézoïdale et pour la méthode S-SSF trapézoïdale optimisée.

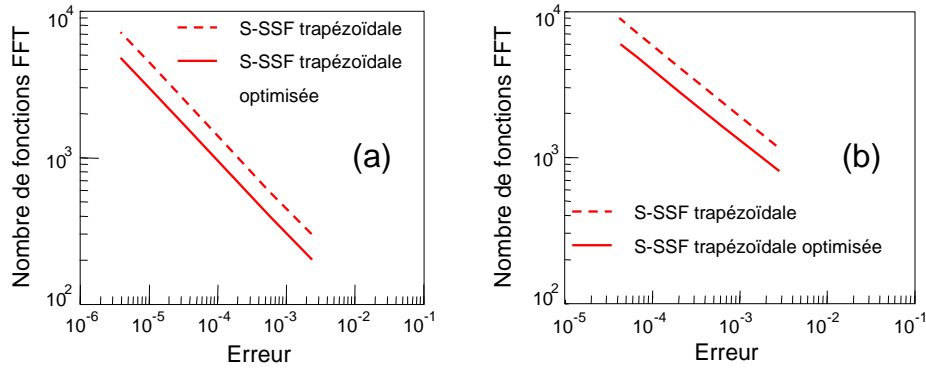


FIG. 2.13 – Comparaison des performances entre la méthode S-SSF trapézoïdale et la méthode S-SSF trapézoïdale optimisée dans quelques cas de transmission sur 50 km de fibre SMF :  $N^2 = 1/10$  (a) et  $N = 1$  (b).

### 2.5.2 Optimisation de la méthode S-SSF moyenne

Comme pour la méthode S-SSF trapézoïdale, l'algorithme de la méthode S-SSF moyenne nécessite la connaissance des valeurs définitives du champ à chaque extrémité de tronçons ce qui implique d'exécuter deux fois de suite l'opérateur linéaire  $\hat{\mathbf{L}}$ . Afin d'éviter cette double opération très coûteuse en temps de calcul, nous proposons, de la même manière que précédemment, une méthode qui permet de s'affranchir du calcul des valeurs définitives à la fin de chaque tronçon.

D'après la figure 2.7, on remarque qu'en  $z$ , on applique l'opérateur non-linéaire de  $z$  à  $z + h/2$  en utilisant la valeur de  $\hat{\mathbf{N}}(z)$  calculée à partir de  $U(z, \tau)$ . Puisque dans la méthode que nous proposons, nous voulons éviter d'avoir à calculer la valeur  $U(z, \tau)$ , nous allons appliquer l'opérateur non-linéaire de  $z$  à  $z + h/2$  mais en supposant que  $\hat{\mathbf{N}}(z)$  est égal à  $\hat{\mathbf{N}}(z - h/2)$ . Ceci nous permet de calculer une valeur de  $U(z + h/2, \tau)$  qui nous permet ensuite de calculer  $\hat{\mathbf{N}}(z + h/2)$ . Ce que nous proposons est d'utiliser cette valeur pour estimer l'opérateur non-linéaire  $\hat{\mathbf{N}}(z)$  grâce à la règle trapézoïdale suivante :  $\hat{\mathbf{N}}(z) = [\hat{\mathbf{N}}(z - h/2) + \hat{\mathbf{N}}(z + h/2)]/2$ . La connaissance de  $\hat{\mathbf{N}}(z)$  nous permet de poursuivre la procédure normalement. Cette astuce a permis de s'affranchir de la double exécution de l'opérateur linéaire  $\hat{\mathbf{L}}$ .

Nous avons fait des simulations pour savoir si notre approche affectait la précision des calculs. Les résultats montrent que les méthodes S-SSF moyennes ordinaire et optimisée donnent la même précision lorsque nous prenons la même taille de tronçons. Cela signifie que notre modification, appliquée à la méthode S-SSF moyenne diminue d'environ 50% le temps de calcul tout en gardant la même précision des résultats.

L'illustration de l'algorithme d'optimisation de la méthode S-SSF moyenne est présentée dans la figure 2.14.

L'efficacité de cette optimisation est illustrée dans la figure 2.15. Nous constatons que notre approche diminue bien de moitié le temps de calcul (proportionnel au nombre des fonctions FFT effectuées) par rapport à la S-SSF moyenne ordinaire dans tous les cas de la

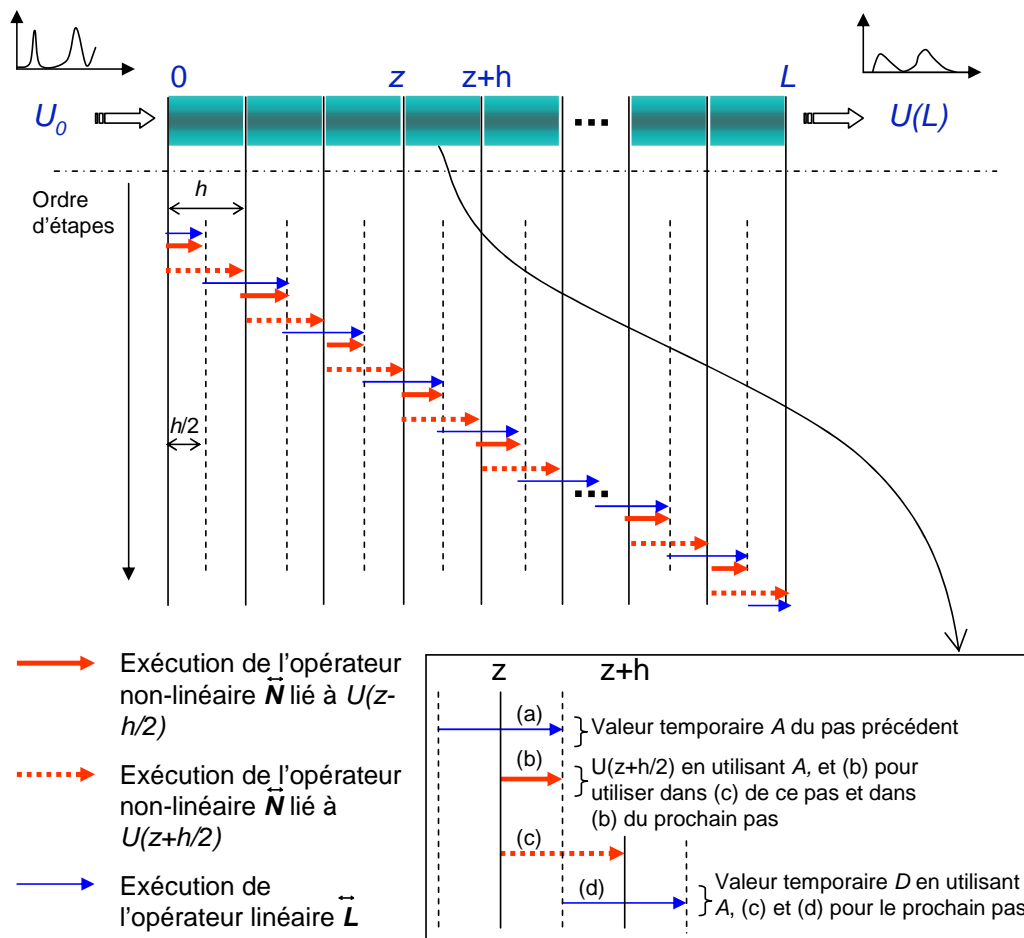


FIG. 2.14 – Schéma de la procédure d'optimisation de la méthode S-SSF moyenne.



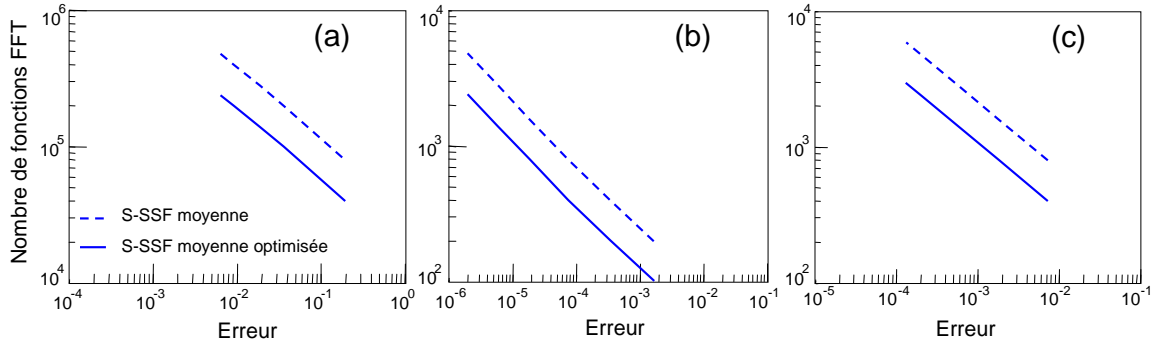


FIG. 2.15 – Comparaison des performances entre la méthode S-SSF moyenne et la méthode S-SSF moyenne optimisée dans trois cas de transmission sur 50 km de fibre SMF :  $N^2 = 10$  (a),  $N^2 = 1/10$  (b) et  $N = 1$  (c).

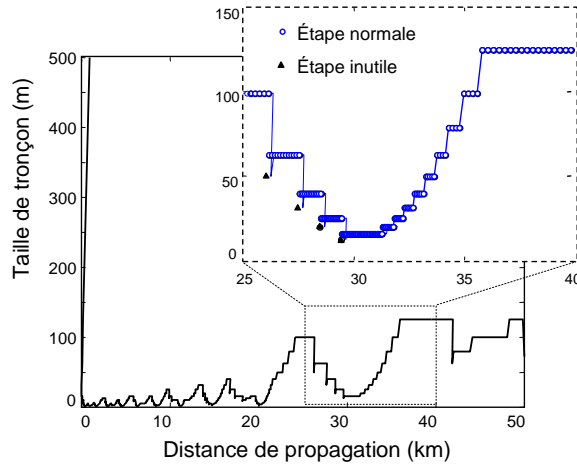


FIG. 2.16 – Distribution en "marches d'escalier" de la taille des tronçons le long d'une transmission soliton ( $N^2 = 10$ ) sur 50 km en utilisant la méthode LEM.

transmission du signal.

## 2.6 Amélioration de la méthode LEM

L'algorithme de la méthode LEM permet d'adapter la taille des tronçons de manière à diminuer l'erreur locale (voir paragraphe 2.3.4.2). Cependant, la distribution des tailles de pas le long de la ligne de transmission n'est pas continue mais en "marches d'escalier". De plus, cette méthode conduit à un certain nombre d'étapes inutiles quand la taille du tronçon est trop grande.

La figure 2.16 montre une illustration de la distribution de la taille des tronçons le long de la fibre dans le cas d'une transmission soliton ( $N^2 = 10$ ) sur 50 km de fibre SMF. Dans cet exemple, la taille du tronçon initiale est de 500 m et l'erreur locale  $\delta_G$  est de  $5 \times 10^{-5}$ .

Nous observons que dans la ligne de transmission entre 25 km à 40 km par exemple, il y a 4 étapes inutiles et il y des endroits où la taille des tronçons n'adapte pas à la distance

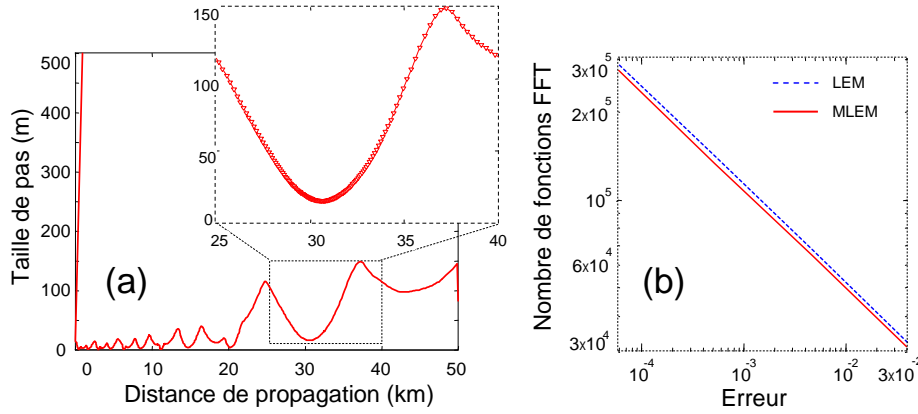


FIG. 2.17 – (a) Distribution continue de taille des tronçons le long de transmission et (b) comparaison des performances des méthodes MLEM et LEM. Les paramètres de simulation sont identiques à ceux utilisés dans la figure 2.16.

de la propagation.

Nous proposons une modification de la procédure de la méthode LEM de telle sorte que la distribution des tailles de pas soit continue le long de la ligne de transmission. En outre, notre proposition évite les nombreuses étapes inutiles occasionnées lors de la méthode LEM ordinaire. Ceci conduit à une méthode plus efficace et plus robuste [108]. Nous l'appellerons la méthode SSF à erreur locale modifiée (MLEM pour Modified Local Error Method).

La clé de notre modification est de se concentrer sur le choix de la taille du tronçon dans l'étape numéro 5 de la méthode LEM [108] :

**Etape 5** . Comparez le  $\delta$  et  $\delta_G$  pour déterminer la taille du prochain tronçon :

- Si  $\delta > 2\delta_G$ , éliminer la solution de l'étape 4 et la recalculer avec une taille de tronçon divisé par  $\sqrt[3]{F}$  avec  $F = \delta_G/\delta$ .
- Si  $\delta \leq 2\delta_G$ , la taille du tronçon actuelle est divisée par  $\sqrt[3]{F}$  pour la prochaine taille de tronçon.

Notre proposition réduit la complexité de l'algorithme de la méthode LEM dans l'étape consistant à choisir la taille du tronçon suivant. Grâce à cette modification, les tailles des tronçons sont ajustées de manière continue et les étapes inutiles ont disparues (figure 2.17.a). La figure 2.17.b montre l'amélioration des performances de la méthode MLEM par rapport à la méthode LEM pour les mêmes conditions que celles de la figure 2.16.

La figure 2.18 compare les performances des méthodes LEM et MLEM pour un autre exemple de simulation dans 3 cas de transmission RZ sur 25 km avec les paramètres de simulation suivants : la fibre de transmission est une fibre SMF (dispersion :  $D = 17$  ps/nm/km ; coefficient non-linéaire :  $\gamma = 1,3$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> ; pertes de fibre :  $\alpha = 0,2$  dB/km). Trois cas sont considérés : (a) la non-linéarité de la fibre est dominante ( $N^2 = 10$ ), (b) la dispersion de la fibre est dominante ( $N^2 = 1/10$ ) et (c) les deux phénomènes sont comparables ( $N = 1$ ). L'impulsion de durée de 10 ps est représentée dans une fenêtre de 320 ps. Le nombre d'échantillons est de 2048 [108].

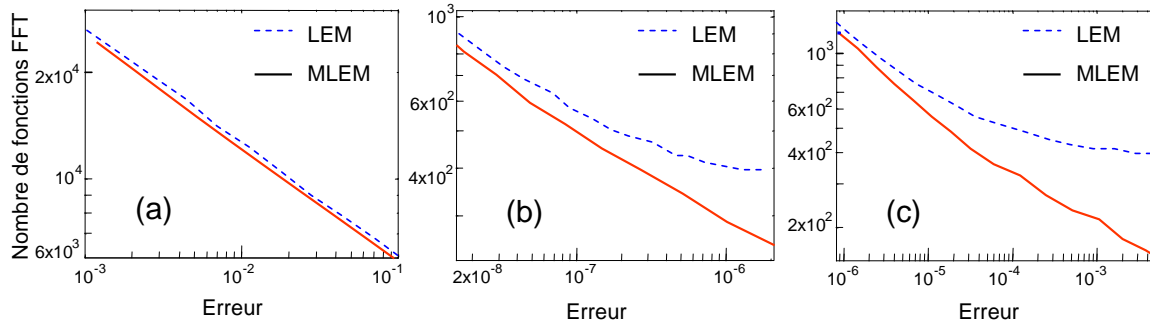


FIG. 2.18 – Comparaison des performances des méthodes LEM et MLEM dans le cas d'une transmission sur 25 km de fibre SMF : (a)  $N^2 = 0,1$ , (b)  $N^2 = 1$  et (c)  $N^2 = 10$ .

Ces résultats montrent une nette amélioration des performances de la méthode MLEM dans les cas de transmission où l'effet non-linéaire n'est pas très important. De plus, dans ces cas-là, l'amélioration des performances est d'autant plus grande que l'erreur est élevée. Ce point est intéressant puisqu'une des faiblesses de la méthode LEM est qu'elle est moins performante dans les cas où l'erreur est plus grande [106].

## 2.7 La méthode SSF avec une précision choisie

Jusqu'à maintenant, aucune méthode SSF n'est capable de donner un critère permettant de choisir la taille des tronçons de manière à ce que le résultat final soit donné avec une précision voulue ( $10^{-3}$  ou  $10^{-4}$  par exemple). Lorsqu'ils veulent connaître la précision de leurs calculs, les programmeurs doivent comparer leurs résultats à la solution dite analytique qui, comme nous l'avons vu, est en réalité une solution numérique calculée avec un très grand nombre de tronçons. Cette opération est donc très coûteuse en temps de calcul. En 2001, Rasmussen a proposé une méthode permettant de réduire d'un facteur 64 le temps de calcul de la solution de référence [109]. Le temps de calcul reste cependant élevé et, à notre connaissance, aucune méthode n'a été proposée pour permettre aux programmeurs d'effectuer un calcul numérique avec une précision décidée à l'avance.

Dans le paragraphe suivant, nous allons proposer une telle méthode.

### 2.7.1 La méthode SSF à erreur locale contrôlée

La figure 2.19 présente l'évolution d'un signal le long de la fibre sans perte au bout de trois tronçons. Après chaque tronçon, nous avons représenté la solution numérique (points noirs, calculés à partir de la solution numérique du tronçon précédent), la solution de référence (points blancs, calculés à partir de la solution de référence du tronçon précédent) et la solution de référence locale (points blancs barrés, calculés de la même manière que la solution de référence mais à partir de la solution numérique du tronçon précédent).

L'erreur locale après chaque tronçon est définie comme l'erreur entre la solution numérique locale et la solution de référence locale :

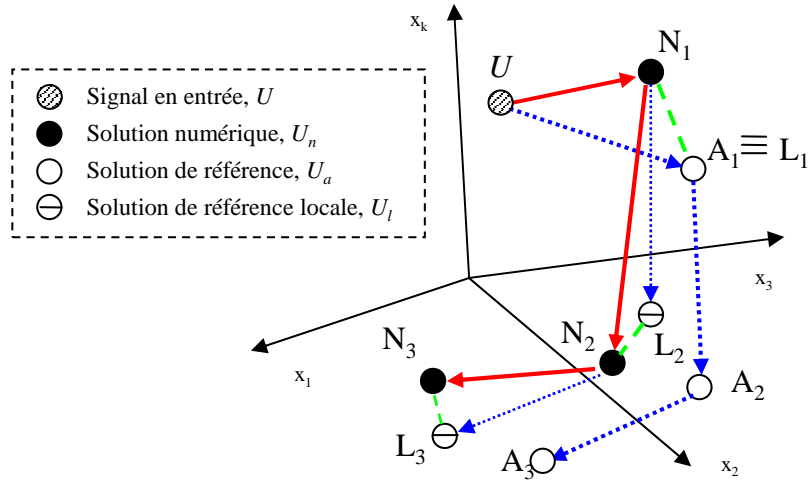


FIG. 2.19 – Evolution d'un signal au cours de la transmission.

$$\delta_i^{local} = \frac{\|U_{a,i}^{local} - U_{n,i}\|}{\|U_{a,i}^{local}\|} \quad (2.33)$$

où  $i = 1, 2, \dots, K$  avec  $K$  le nombre des tronçons.

Reprenons l'exemple de la transmission de la figure 2.19. Supposons qu'il y ait trois tronçons le long de la fibre. Le point  $N_3$  représente la solution numérique finale en sortie de fibre sur la sphère de rayon  $\sqrt{E}$ , le point  $A_3$  représente la solution de référence finale.

Dans le triangle  $N_3L_3A_3$ , il apparaît que :

$$\overline{N_3A_3} \leq \overline{N_3L_3} + \overline{L_3A_3} \quad (2.34)$$

Avec la même logique, dans le triangle  $N_2L_2A_2$ , nous avons :

$$\overline{N_2A_2} \leq \overline{N_2L_2} + \overline{L_2A_2} \quad (2.35)$$

Nous considérons que la distance entre  $N_2$  et  $A_2$  est suffisamment petite pour que l'on puisse écrire  $\overline{L_3A_3} \simeq \overline{N_2A_2}$ . De la même manière, nous écrirons  $\overline{L_2A_2} \simeq \overline{N_1A_1}$ . De ce fait, et compte tenu de (2.35), l'inégalité (2.34) devient :

$$\begin{aligned} \overline{N_3A_3} &\leq \overline{N_3L_3} + \overline{N_2A_2} \\ &\leq \overline{N_3L_3} + \overline{N_2L_2} + \overline{L_2A_2} \\ &\simeq \overline{N_3L_3} + \overline{N_2L_2} + \overline{N_1A_1} \end{aligned} \quad (2.36)$$

ou encore :

$$\overline{N_3A_3} \leq \overline{N_3L_3} + \overline{N_2L_2} + \overline{N_1A_1} \quad (2.37)$$

La relation (2.37) peut être réécrite comme :

$$\frac{\overline{N_3 A_3}}{E} \leq \frac{\overline{N_3 L_3}}{E} + \frac{\overline{N_2 L_2}}{E} + \frac{\overline{N_1 L_1}}{E} \quad (2.38)$$

ou encore :

$$\delta^{final} \leq \delta_3^{local} + \delta_2^{local} + \delta_1^{local} \quad (2.39)$$

En conclusion, sur une ligne de transmission de  $K$  tronçons, nous avons une inégalité entre l'erreur finale et les erreurs locales de la forme :

$$\delta^{final} \leq \sum_{i=1}^K \delta_i^{local} \quad (2.40)$$

Au cours d'une transmission sans perte, l'erreur finale est donc toujours inférieure à la somme de toutes les erreurs locales.

Dans le cas où la fibre possède un coefficient de perte  $\alpha$ , nous réécrivons la relation (2.37) de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\overline{N_3 A_3}}{E_3} &\leq \frac{\overline{N_3 L_3}}{E_3} + \frac{\overline{N_2 L_2}}{E_3} + \frac{\overline{N_1 L_1}}{E_3} \\ &\leq \frac{\xi_3 \overline{N_3 L_3}}{E_3} + \frac{\xi_2 \overline{N_2 L_2}}{E_2} + \frac{\xi_1 \overline{N_1 L_1}}{E_1} \end{aligned} \quad (2.41)$$

avec

$$\xi_i = \sqrt{\frac{E_i}{E_3}} = \exp\left(\frac{\alpha(L - L_i)}{2}\right) \quad (2.42)$$

où  $E_i$  est l'énergie du signal après le tronçon numéro  $i$ ,  $L$  la longueur de la fibre et  $L_i$  la position à l'entrée du tronçon  $i$ .

La relation (2.41) peut être réécrite comme suit :

$$\delta^{final} \leq \xi_3 \delta_3^{local} + \xi_2 \delta_2^{local} + \xi_1 \delta_1^{local} \quad (2.43)$$

Nous appellerons  $\xi_i \delta_i^{local}$  l'erreur locale effective  $\delta_i^{local-eff}$ .

D'une manière similaire au cas de la fibre sans perte, nous pouvons écrire :

$$\delta^{final} \leq \sum_{i=1}^K \delta_i^{local-eff} \quad (2.44)$$

L'erreur finale est donc toujours inférieure à la somme des erreurs locales effectives. Nous en déduisons que si nous pouvons contrôler les erreurs locales effectives de manière à ce que la somme de toutes les erreurs locales effectives soit égale à une valeur donnée, nous pourrions limiter l'erreur finale de la solution numérique en dessous de cette erreur donnée.

Pour contrôler la somme des erreurs locales effectives, nous appliquerons une technique de résolution à pas variable. La taille d'un tronçon quelconque est déterminée de telle sorte

que la somme des erreurs locales effectives cumulées (au cours des tronçons précédentes) et d'erreur anticipée soit égale à l'erreur donnée. L'erreur anticipée est la somme des erreurs locales effectives cumulées sur l'ensemble des tronçons restant à parcourir en supposant que le reste de la transmission s'effectue à pas constant avec la même erreur locale. Grâce à cette technique, nous distribuons les erreurs locales le long de la fibre de telle sorte que l'erreur cumulée entre l'entrée et la sortie de la fibre soit égale à l'erreur donnée.

Nous appellerons cette méthode la méthode SSF à erreur locale contrôlée (ou CLEM pour Controlled Local Error Method). L'algorithme d'application de la méthode CLEM avec une erreur donnée  $\delta_G$  est le suivant :

**Étape 1** . Effectuer le calcul de  $U(z, \tau)$  avec une taille de tronçon  $h$  pour trouver la solution à  $z + h$ , appelée solution brute  $U_c$

**Étape 2** . Effectuez le calcul de  $U(z, \tau)$  avec 2 tronçons de taille  $h/2$  pour trouver la solution à  $z + h$ , appelée solution de référence locale  $U_a^{local}$ . La précision de  $U_a^{local}$  est d'environ  $2^3$  fois supérieures à la précision de  $U_c$ .

**Étape 3** . Effectuer l'évaluation de l'erreur locale :

$$\delta^{local} = \frac{||U_a^{local} - U_c||}{||U_a^{local}||} \quad (2.45)$$

**Étape 4** . Calculer le rapport  $F$  entre l'erreur prévue  $\delta_{prevue}$  (avec l'hypothèse que le reste de la transmission s'effectue avec un nombre  $(L - z)/h$  de tronçons et la même erreur que le tronçon actuel) et l'erreur maximum autorisée  $\delta_{max}$  :

$$F = \frac{\delta_{prevue}}{\delta_{max}} \quad (2.46)$$

avec

$$\begin{aligned} \delta_{prevue} &= \sum_{i=1}^{\frac{L-z}{h}} \delta^{local-eff} \\ &= \sum_{i=1}^{\frac{L-z}{h}} \delta^{local} e^{i \frac{\alpha h}{2}} \\ &= \delta^{local} e^{\frac{\alpha h}{2}} \left[ \frac{e^{\alpha(L-z)/2} - 1}{e^{\alpha h/2} - 1} \right] \end{aligned} \quad (2.47)$$

et

$$\begin{aligned} \delta_{max} &= \delta_G - \int_0^z \delta^{local-eff} dz \\ &= \delta_G - \int_0^z \delta^{local} e^{\alpha(L-z)/2} dz \end{aligned} \quad (2.48)$$

	Erreur ( $\delta_G = 10^{-2}$ )	Erreur ( $\delta_G = 10^{-3}$ )	Erreur ( $\delta_G = 10^{-4}$ )
$N^2 = 10$	$0,75 \times 10^{-2}$	$0,70 \times 10^{-3}$	$0,69 \times 10^{-4}$
$N^2 = 1/10$	$0,24 \times 10^{-2}$	$0,35 \times 10^{-3}$	$0,30 \times 10^{-4}$
$N^2 = 1$	$0,20 \times 10^{-2}$	$0,25 \times 10^{-3}$	$0,24 \times 10^{-4}$

TAB. 2.1 – Erreurs de la solution numérique en utilisant la méthode CLEM avec des erreurs données.

**Étape 5** . Déterminer la taille du prochain tronçon :

- Si  $F > 2$ , éliminer la solution de l'étape 1 et la recalculer avec la nouvelle taille de tronçon qui est calculée en divisant la taille du tronçon actuel  $h$  par  $\sqrt[3]{F}$ .
- Si  $F \leq 2$ , prendre la nouvelle taille de tronçon, qui est calculée en divisant la taille du tronçon actuel  $h$  par  $\sqrt[3]{F}$ , pour le prochain tronçon. La solution à  $z + h$  est  $U_c$ .

Dans le calcul de la nouvelle taille du tronçon, le choix du facteur  $\sqrt[3]{F}$  vient du fait que la précision de la méthode S-SSF est du troisième ordre par rapport à la taille du tronçon.

Pour valider notre méthode CLEM, nous avons effectué des simulations de transmission d'une impulsion de type sécante hyperbolique sur 50 km de fibre SMF. Trois cas de transmission ont été considérés : (a) la non-linéarité de la fibre est dominante ( $N^2 = 10$ ), (b) la dispersion de la fibre est dominante ( $N^2 = 1/10$ ) et (c) les deux phénomènes sont comparables ( $N = 1$ ). L'impulsion a une durée de 10 ps. Elle est représentée dans une fenêtre de 320 ps. Nous utilisons 2048 échantillons pour décrire ce signal. Le signal de référence a été obtenu en employant la méthode S-SSF trapézoïdale optimisée avec des tailles de tronçons de 5 cm.

Le tableau (2.1) présente les résultats des simulations de la transmission pour des précisions données de  $10^{-2}$ ,  $10^{-3}$  et  $10^{-4}$ . Nous constatons que, dans tous les cas, les erreurs finales des résultats numériques sont effectivement limitées par les valeurs données .

Grâce à notre méthode, la taille de chaque tronçon est choisie de manière à limiter l'accumulation des erreurs locales (effectives). Cette méthode distribue les tailles de tronçon de manière adaptative le long de la ligne de transmission.

La figure 2.20.a montre l'évolution de l'erreur locale effective cumulée le long de la fibre pour un exemple de simulation utilisant la méthode CLEM avec une précision donnée de  $10^{-1}$ . Pour ce même exemple, la figure 2.20.b illustre l'évolution de la taille des tronçons durant la propagation.

### 2.7.2 Modification de la méthode CLEM

Par rapport à l'algorithme d'une méthode SSF ordinaire, celui de la méthode CLEM effectue une tâche supplémentaire consistant à calculer la solution de référence locale à chaque segment. Ceci peut augmenter le temps de calcul de la méthode CLEM. Pour le réduire, nous avons élaboré une modification dans l'algorithme de la méthode CLEM. Cette

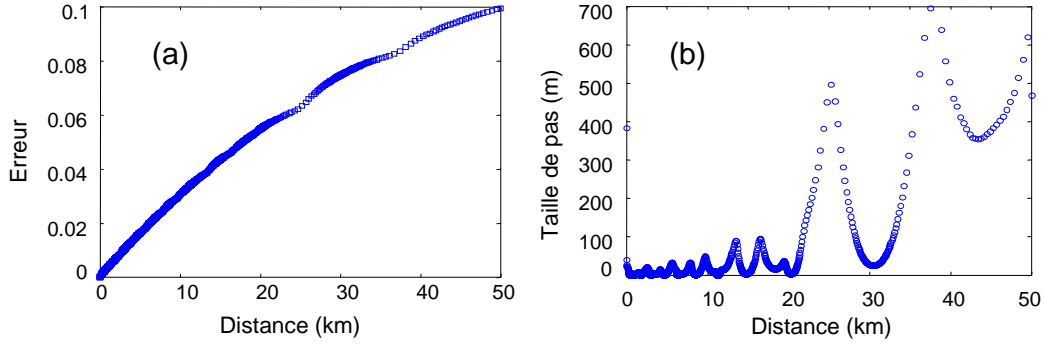


FIG. 2.20 – Evolution de l’erreur locale effective cumulée le long de la fibre (a) et évolution de la taille des tronçons durant la propagation (b) dans un exemple de simulation utilisant la méthode CLEM ( $L = 50$  km, fibre SMF,  $N^2 = 10$  et  $\delta_G = 10^{-1}$ ).

modification permet de réduire le temps de calcul de la méthode CLEM d’environ 17%. Nous appellerons cette nouvelle méthode MCLEM (pour Modified Controlled Local Error Method).

La figure 2.21 illustre le fait que la solution de référence locale est calculée, à partir de la solution numérique précédente, au moyen de deux pas de taille  $h/2$  alors que la solution numérique est calculée à partir de la solution numérique précédente au moyen d’un pas de taille  $h$ .

Par exemple, d’après la figure 2.21 : la solution de référence locale au tronçon 4 est calculée à partir de la solution numérique au tronçon 3 au moyen de deux pas de taille  $h/2$  et la solution numérique au tronçon 3 est calculée à partir de la solution numérique au tronçon 2 au moyen d’un pas de taille  $h$ . En d’autres termes, la solution de référence au tronçon 4 est calculée à partir de la solution numérique au tronçon 2 au moyen de trois pas dont un est de taille  $h$  et les deux autres de taille  $h/2$ . Notre idée est la suivante. Si, à partir de la solution de référence au tronçon 3 (qui est calculée à partir de la solution numérique au tronçon 2 au moyen de deux pas  $h/2$ ), nous calculons une solution au moyen d’un pas  $h$  alors cette solution devrait être très peu différente de la solution de référence au tronçon 4 puisque l’on a réalisé le calcul à partir de la solution numérique au tronçon 2 et au moyen de trois pas dont un est de taille  $h$  et les deux autres de taille  $h/2$  (figure 2.21.b). Nous avons donc trouvé un moyen d’estimer la solution de référence au tronçon 4 en économisant le temps de calcul.

Le calcul de la solution de référence locale est donc exécuté au moyen de deux pas de taille  $h/2$  à partir de la solution numérique précédente aux points impairs et au moyen d’un seul pas de taille  $h$  à partir de la solution de référence locale précédente aux points pairs.

La méthode MCLEM peut réduire le temps de calcul d’environ  $(6 - 5)/6 \times 100 = 17\%$  par rapport à celui de la CLEM. L’utilisation de la méthode MCLEM permet d’obtenir des résultats très similaires à la méthode CLEM. Ils sont résumés dans le tableau 2.2.



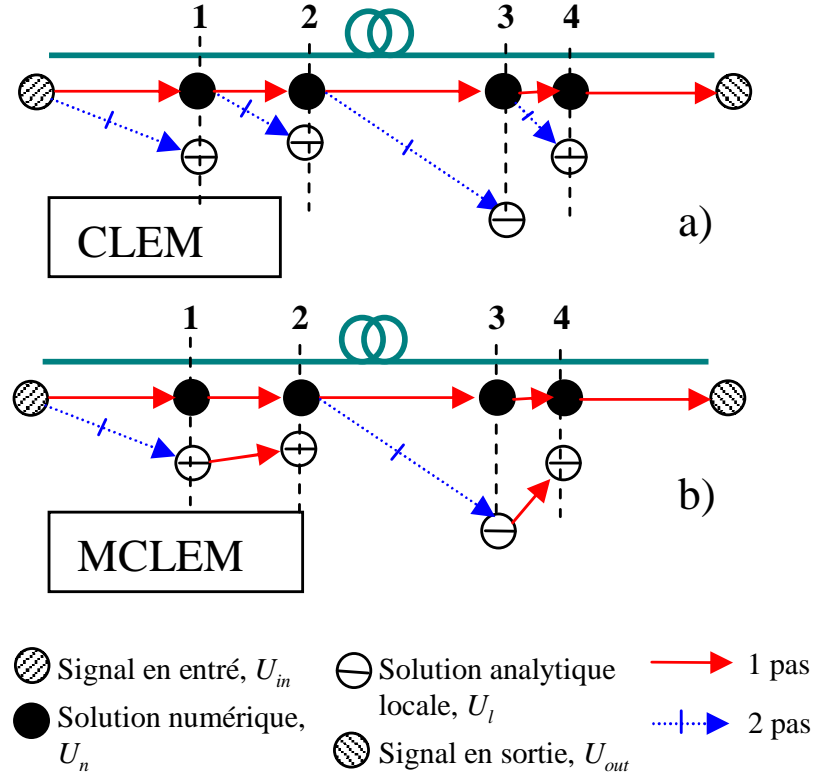


FIG. 2.21 – La manière de calculer les solutions numériques et les solutions analytiques locales dans les méthodes CLEM (a) et MCLEM (b).

	Erreur ( $\delta_G = 10^{-2}$ )	Erreur ( $\delta_G = 10^{-3}$ )	Erreur ( $\delta_G = 10^{-4}$ )
$N^2 = 10$	$0,75 \times 10^{-2}$	$0,69 \times 10^{-3}$	$0,70 \times 10^{-4}$
$N^2 = 1/10$	$0,24 \times 10^{-2}$	$0,40 \times 10^{-3}$	$0,30 \times 10^{-4}$
$N^2 = 1$	$0,20 \times 10^{-2}$	$0,24 \times 10^{-3}$	$0,24 \times 10^{-4}$

TAB. 2.2 – Erreurs de la solution numérique en utilisant la méthode MCLEM avec des erreurs données.

Méthode	Nombre de FFT ( $N^2 = 10$ )	Nombre de FFT ( $N^2 = 1$ )	Nombre de FFT ( $N^2 = 1/10$ )
f-SSF	$7,2 \times 10^5$	$22,0 \times 10^3$	$22,0 \times 10^2$
S-SSF trapézoïdale	$4,6 \times 10^5$	$1,8 \times 10^3$	$4,3 \times 10^2$
S-SSF trapézoïdale optimisée	$3,5 \times 10^5$	$1,2 \times 10^3$	$3,0 \times 10^2$
S-SSF moyenne	$12,0 \times 10^5$	$2,0 \times 10^3$	$2,4 \times 10^2$
S-SSF moyenne optimisée	$6,1 \times 10^5$	$1,0 \times 10^3$	$1,2 \times 10^2$
LEM	$1,1 \times 10^5$	$0,8 \times 10^3$	$5,1 \times 10^2$
MLEM	$1,0 \times 10^5$	$0,7 \times 10^3$	$2,0 \times 10^2$
CLEM	$8,8 \times 10^5$	$8,8 \times 10^3$	$17,0 \times 10^2$
MCLEM	$6,7 \times 10^5$	$6,7 \times 10^3$	$14,1 \times 10^2$

TAB. 2.3 – Comparaison des performance les méthodes SSF décrites précédemment.

## 2.8 Quelle méthode choisir ?

Dans les paragraphes précédents, nous avons présenté plusieurs méthodes SSF. Une question se pose alors : quel critère va permettre à l'utilisateur de choisir une méthode plutôt qu'une autre ?

Pour tenter de répondre à cette question, nous avons comparé les performances des différentes méthodes (tableau 2.3) dans les mêmes conditions de simulation (propagation sur 50 km de fibre SMF dans les trois cas habituels : la non-linéarité de la fibre est dominante ( $N^2 = 10$ ), la dispersion de la fibre est dominante ( $N^2 = 1/10$ ) et les deux phénomènes sont comparables ( $N = 1$ )). Le critère de comparaison est le nombre de fonctions FFT utilisées (proportionnel au temps de calcul) pour avoir la même précision de  $10^{-3}$ . Cette valeur est un bon compromis entre une précision acceptable et un temps de calcul raisonnable.

Les résultats donnés dans le tableau 2.3 nous permettent de faire les commentaires suivants.

- La méthode f-SSF est la méthode la moins efficace dans tous les cas. Cette méthode étant moins élaborée (elle utilise une approximation du premier ordre et est à pas constant), elle requiert beaucoup plus de tronçons que les autres méthodes pour atteindre la même précision.
- Les méthodes S-SSF trapézoïdale, S-SSF moyenne, LEM, CLEM sont plus efficaces après avoir été optimisées par les techniques que nous avons présentées dans ce chapitre. Un gain de 2,5 en temps de calcul a notamment été obtenu avec la méthode MLEM en utilisant notre optimisation pour  $N^2 = 1/10$ .
- La méthode S-SSF moyenne optimisée est la méthode la plus efficace dans le cas d'une transmission où la GVD domine.
- La méthode MLEM est la méthode la plus efficace dans le cas d'une transmission où l'effet non-linéaire est dominant et dans le cas où l'effet non-linéaire et la GVD sont comparables.
- La méthode MCLEM prend presque 7 fois plus de fonctions FFT que la méthode

MLEM. En ce sens elle semble moins efficace que les autres méthodes. Cependant, nous devons signaler que pour connaître la précision des autres méthodes, (excepté la méthode CLEM), nous avons dû effectuer un calcul de la solution de référence prenant près de  $4 \times 10^6$  fonctions FFT. Ceci signifie que, à partir du moment où le programmeur doit connaître la précision de son résultat, la méthode MCLEM lui permet de réduire considérablement son temps de calcul. Par, exemple, dans le cas  $N^2 = 1/10$ , le temps de calcul est réduit d'un facteur 3000.

Par la suite, pour nos travaux concernant des modélisation de la transmission des impulsions dans les fibres optiques, nous utiliserons toujours la méthode MCLEM avec une précision donnée de  $10^{-3}$ . Ceci nous permettra d'obtenir des résultats de simulation avec une erreur inférieure à  $10^{-3}$  en un temps de calcul acceptable.

## 2.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'équation non-linéaire de Schrödinger gouvernant la propagation d'un signal sous l'influence d'effets linéaires et non-linéaires dans une fibre optique.

Nous avons ensuite présenté la méthode numérique split-step Fourier qui permet de résoudre l'ENLS. Cette méthode suppose un découpage de la ligne de transmission en plusieurs petits tronçons. Sur chaque tronçon les effets linéaires et non-linéaires sont traités séparément.

Nous avons alors présenté quelles étaient les causes limitant la précision de la méthode SSF. L'origine des erreurs numériques de la méthode SSF sont la non-commutativité des opérateurs linéaire et non-linéaire, la dépendance en  $z$  de l'opérateur non-linéaire et la stratégie de distribution spatiale des tronçons.

Pour chaque type d'erreurs, nous avons présenté des solutions, proposées dans la littérature, permettant d'améliorer la précision de la méthode SSF. Ce sont les méthodes SSF du deuxième ordre, SSF symétriques et SSF à pas variable.

Puis, nous avons présenté nos propositions pour optimiser les méthodes SSF symétriques trapézoïdale et moyenne ainsi que la méthode SSF symétrique à erreur locale [107, 108]. Nos résultats de simulation ont démontré que nos modifications améliorent de manière significative les performances des ces méthodes.

Enfin, nous avons proposé une nouvelle méthode permettant de simuler la propagation non-linéaire avec une précision choisie [110, 111]. Cette méthode permet d'éviter le calcul fastidieux de la solution de référence d'un système afin d'évaluer la précision de la solution numérique. Une telle méthode n'a, à notre connaissance, jamais été proposée auparavant.

Nous devons signaler que nos nouvelles méthodes ont été testées dans le cas de la propagation d'une impulsion unique. Nos études devront être élargies au cas de la propagation d'un train d'impulsions afin de prendre en compte les interactions entre impulsions voisines.

Grâce à ces études approfondies des mécanismes de résolution numériques de l'ENSL,

---

nous avons pu nous forger de solides compétences en matière de méthodes numériques. Les codes que nous avons développés pour l'étude du régénérateur optique à base de fibres optiques non-linéaires sont basés sur cette expérience.

Quittons maintenant l'univers de la simulation numérique pour nous intéresser à la caractérisation expérimentale de fibres optiques fortement non-linéaires.



## Chapitre 3

# Caractérisations des fibres optiques non-linéaires

Dans ce chapitre, nous allons présenter nos résultats concernant la caractérisation de fibres optiques microstructurées en verre de silice, fabriquées par PERFOS et des fibres optiques microstructurées en verre de chalcogénure, fabriquées conjointement par PERFOS et l'EVC. Ces fibres fortement non-linéaires sont fabriquées dans le cadre du projet ECOFON et du projet FUTUR. Elles ont un fort potentiel pour des applications dans le domaine des télécommunications optiques.

Grâce aux moyens matériels et humains présents au sein du laboratoire Foton, et notamment du Centre Commun Lannionnais d'Optique (CCLO) et de la plateforme PERSYST, nous avons pu effectuer des mesures de diamètre de mode, d'aire effective, de pertes, de coefficient Kerr et de gain Raman sur plusieurs types de fibres non-linéaires.

Dans un premier temps, nous présenterons les caractérisations des fibres microstructurées au chalcogénure qui constituent, à notre connaissance, les premières caractérisations optiques de ce type de fibre. Dans un second temps, nous présenterons les caractérisations des fibres microstructurées silice présentant une faible atténuation à 1550 nm. A cette occasion nous présenterons la nouvelle méthode que nous avons proposée et qui permet de mesurer simplement et efficacement la dispersion et le coefficient non-linéaire de fibres optiques.

### 3.1 Fibres microstructurées en verre de chalcogénure

La première réalisation d'une fibre FMC par l'EVC fut effectuée en 2004 par Jenny Le Person dans le cadre de sa thèse de doctorat [112]. La caractérisation optique qui s'en suivit, réalisée au laboratoire FOTON, fut la première démonstration du guidage de la lumière dans ce type de fibre.

Depuis, la collaboration entre PERFOS et l'EVC a permis de maîtriser la fabrication de ces fibres. En 2005, de nouvelles fibres ont été réalisées et leur caractérisation a fait partie

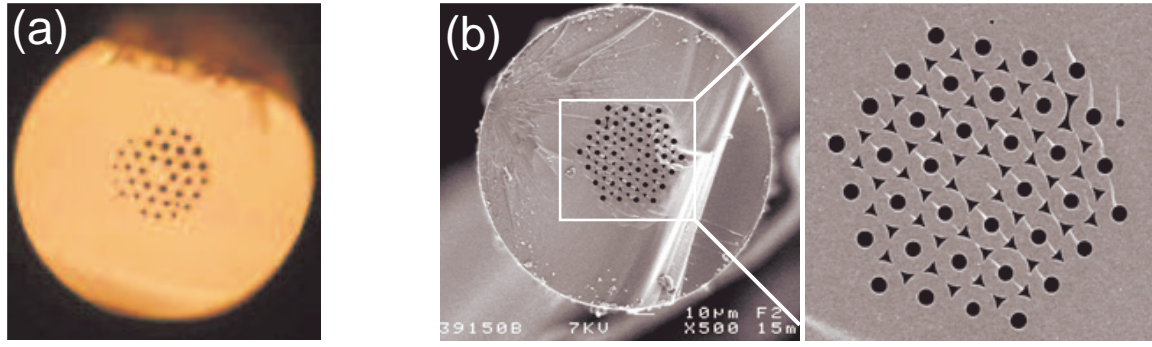


FIG. 3.1 – Photographie au MEB des fibre FMC 2S2G (a) et FMC 2S1G (b) à trois couronnes de trous.

des objectifs de cette thèse.

Les fibres microstructurées en verre de chalcogénure que nous avons caractérisées sont fabriquées par la méthode "stack and draw" par PERFOS et EVC. Plusieurs types de composition de verres ont été étudiés :

- $\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}$  (ou 2S2G) [87, 88]
- $\text{Sb}_{20}\text{S}_{65}\text{Ge}_{15}$  (ou 2S1G) [84, 113]
- et, plus récemment,  $\text{As}_2\text{Se}_3$ .

### 3.1.1 Caractérisations opto-géométriques

La figure 3.1 présente des coupes transverses, prises au microscope électronique à balayage (MEB), des fibres 2S2G (3.1.a) et 2S1G (3.1.b). On remarque que sur la fibre 2S1G les interstices d'air entre les capillaires ne sont pas bouchés contrairement à la 2S2G. Nous reviendrons plus tard sur l'intérêt de conserver ces interstices.

L'un des paramètres opto-géométriques qu'il est important de mesurer en vue d'applications non-linéaires est l'aire effective du mode. Nous avons utilisé la technique de champ proche pour mesurer le diamètre de mode (DM) à  $1/e^2$  du maximum d'intensité et remonter ainsi à l'aire effective du mode. La méthode consiste à effectuer des mesures sur l'image d'un faisceau en sortie de fibre à travers un objectif de microscope.

La figure 3.2.a présente le montage expérimental : un tronçon de fibre FMC est posé sur un support réglable afin d'optimiser l'injection d'un faisceau laser dans la fibre à caractériser. En sortie de fibre, la lumière dont la longueur d'onde d'émission est de 1550 nm est capturée par une lentille dont le point focal correspond à l'extrémité de la fibre. Le faisceau de lumière est collecté par une camera CCD et visualisé sur un écran vidéo (figure 3.2.b). La valeur réelle des mesures en champ proche est obtenue grâce à un étalonnage à partir d'une fibre dont on connaît le DM. Par exemple une fibre monomode SMF connue :  $\text{DM} = 10 \pm 0,5 \mu\text{m}$ . L'ON de la lentille doit être suffisamment grande pour ne pas tronquer le faisceau en entrée.

La figure 3.2.c présente les résultats de la mesure du DM d'une fibre FMC 2S2G. Ces mesures ont été effectuées en collaboration avec le Centre Commun Lannionnais d'Optique

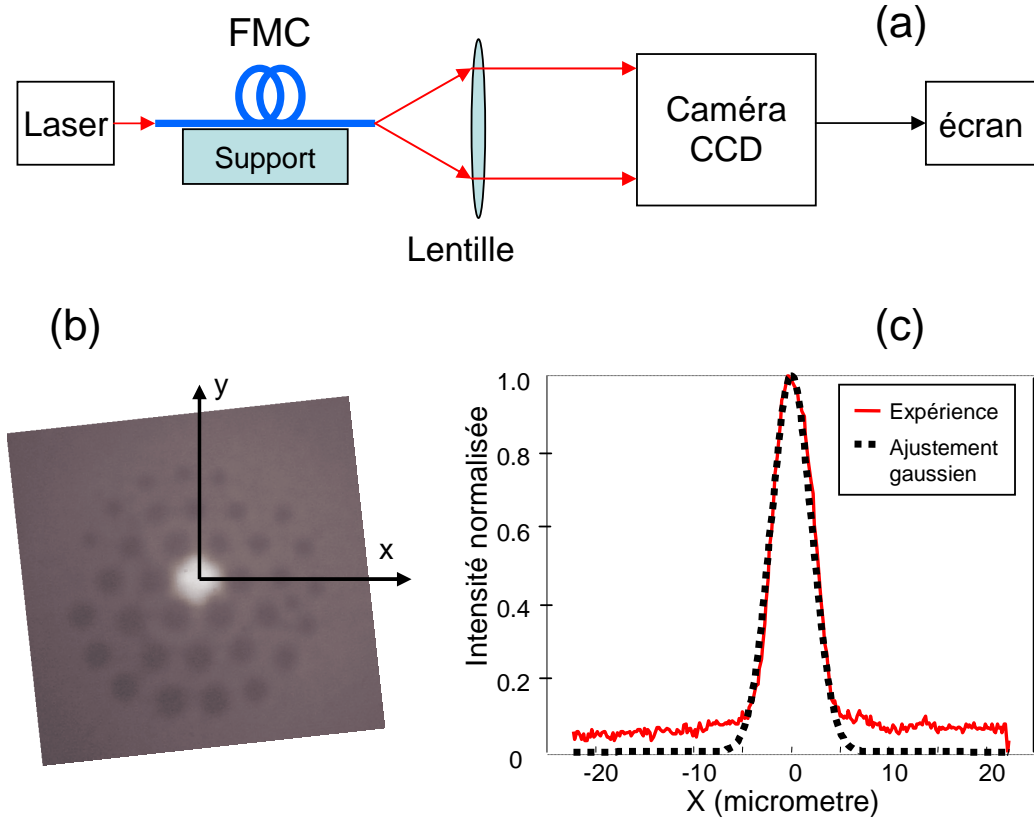


FIG. 3.2 – (a) Schéma de la mesure de champ proche. (b) Image de distribution de la lumière, collectée par l'écran, en sortie de fibre FMC 2S2G et (c) profil de distribution de la lumière.

(CCLO) du laboratoire FOTON. Le diamètre externe de la fibre est de  $147 \mu\text{m}$ , la distance entre les trous de  $8 \mu\text{m}$  et le diamètre des trous de  $3,2 \mu\text{m}$ . Nous avons mesuré un DM de  $8,3 \pm 0,2 \mu\text{m}$ , d'allure gaussienne, ce qui conduit à une aire effective  $A_{eff} = 54 \pm 3 \mu\text{m}^2$ . La connaissance de l'indice non-linéaire du verre 2S2G ( $n_2 \simeq 2,6 \times 10^{-18} \text{m}^2/\text{W}$  [87]) nous permet d'évaluer le coefficient non linéaire  $\gamma \simeq 200 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  selon l'équation (1.30). Ces résultats expérimentaux sont relativement différents de ceux obtenus par simulation numérique par Gilles Renversez de l'institut Fresnel : un DM de  $10,75 \mu\text{m}$  sur l'axe horizontal  $x$  (voir figure 3.2.b pour la définition des axes) et un DM de  $11,45 \mu\text{m}$  sur l'axe vertical  $y$  [88]. Nous pensons que ceci s'explique par le fait que l'hypothèse d'une seule distribution gaussienne n'est pas vérifiée expérimentalement pour les deux raisons suivantes. Premièrement, la structure de la fibre peut varier longitudinalement et deuxièmement, la distribution des trous est dissymétrique à cause d'inhomogénéités des trous liées au fibrage.

Une autre mesure de champ proche a été effectuée sur un autre tronçon de fibre FMC 2S2G pour laquelle le contrôle du diamètre et de la position des trous pendant la procédure de fibrage a été amélioré (figure 3.3.a). La figure 3.3.b illustre l'image du faisceau de lumière collecté par la camera CCD. Après avoir approché le profil d'intensité expérimental par une forme gaussienne, nous avons trouvé un DM de  $9,30 \mu\text{m}$  sur l'axe horizontal  $x$  et un



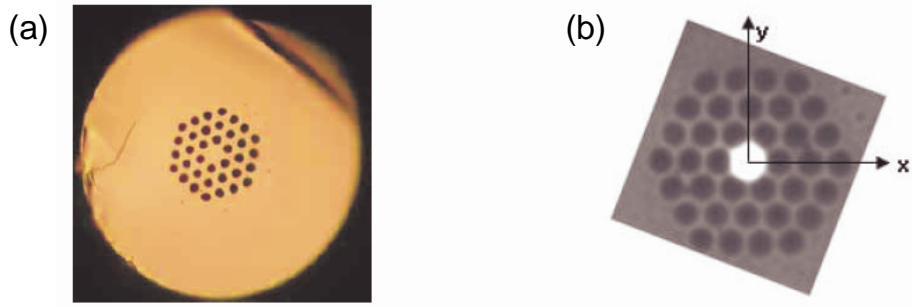


FIG. 3.3 – (a) Photographie au MEB d'une structure régulière de fibre FMC 2S2G et (b) distribution de la lumière à la longueur d'onde de 1550 nm.

DM de  $9,66 \mu\text{m}$  sur l'axe vertical  $y$ . La structure régulière nous a permis de comparer plus précisément les mesures expérimentales et théoriques de DM. Les résultats du calcul théorique avec la méthode multi-polaire effectué par Gilles Renversez donne un diamètre de mode de  $8,64 \mu\text{m}$  sur l'axe  $x$  et de  $9,03 \mu\text{m}$  sur l'axe  $y$ . L'accord entre expérience et théorie est meilleur pour cette fibre, avec une erreur moyenne de 7% [88].

Pour la fibre FMC 2S1G, nous avons appliqué la même méthode que pour les fibres FMC 2S2G. Le diamètre de mode de cette fibre est estimé à  $5,3 \pm 0,2 \mu\text{m}$  d'allure gaussienne, ce qui conduit à une aire effective de  $A_{eff} = 22 \pm 2 \mu\text{m}^2$ . La connaissance de l'indice non-linéaire du verre 2S1G (le  $n_2 \simeq 2,8 \times 10^{-18} \text{m}^2/\text{W}$  [84]) nous permet de déduire un coefficient non-linéaire  $\gamma$  d'environ  $500 \text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

En ce qui concerne la fibre FMC  $\text{As}_2\text{Se}_3$ , en utilisant la même méthode pour mesurer l'aire effective que les fibres précédentes, nous avons trouvé une aire effective de  $21 \pm 3 \mu\text{m}^2$ . L'indice non-linéaire  $n_2$  de ce verre étant d'environ  $1,1 \times 10^{-17} \text{m}^2/\text{W}$  à  $2,4 \times 10^{-17} \text{m}^2/\text{W}$  (de 420 à 930 fois le  $n_2$  de la silice) [69], le coefficient non-linéaire de cette fibre est d'environ  $2000 \text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  à  $4400 \text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . Des mesures complémentaires sont en cours pour préciser la valeur de la non-linéarité.

La figure 3.4 présente les résultats des fibres FMC 2S1G (a) et FMC  $\text{As}_2\text{Se}_3$  (b). Les lignes continues sont les distributions expérimentales de profil d'intensité correspondant à plusieurs axes. Le fait qu'elles soient presque toutes superposées démontre que la distribution de lumière en sortie de fibre est symétrique grâce à une structure très régulière. Par ailleurs, le profil d'intensité, très proche d'une forme gaussienne, permet de limiter les pertes d'injection à partir d'une fibre monomode micro-lentillée fabriqué par le CCLO.

### 3.1.2 Mesure de pertes

Les pertes sont mesurées par la méthode "cut-back". Cette méthode convient très bien aux tronçons courts de fibres, non-connectés et dont l'injection de lumière est délicate. La figure 3.5 illustre le principe de cette méthode. Pour la même puissance en entrée, on réalise deux mesures en sortie pour deux longueurs de fibre différentes obtenues en coupant un tronçon de fibre. Les pertes sont calculées conformément à la formule de la figure 3.5.

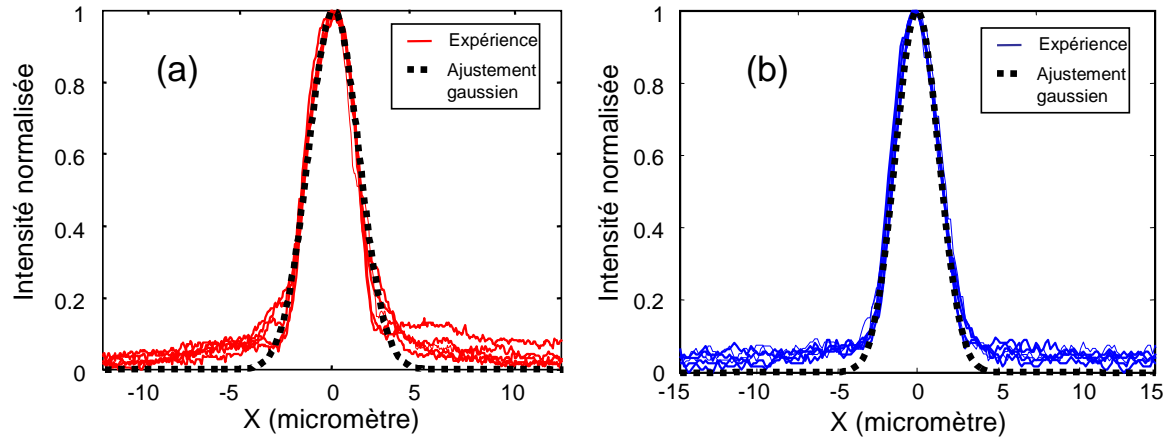


FIG. 3.4 – Distribution de la lumière en sortie de la fibre FMC 2S1G (a) et FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> (b).

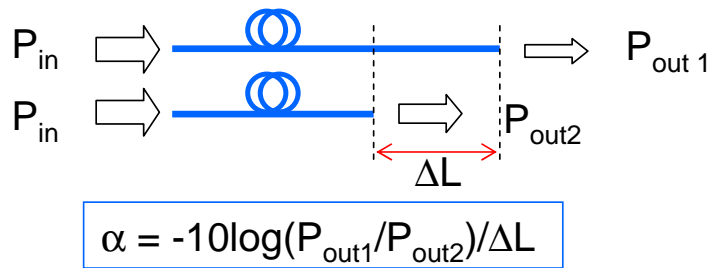


FIG. 3.5 – Mesure de pertes par la méthode cut-back.

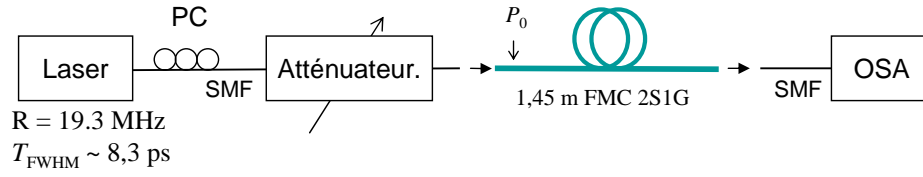


FIG. 3.6 – Schéma du montage pour observer la SPM. PC : contrôleur de polarisation.

En 2005, le résultat de la mesure de pertes pour la fibre FMC 2S2G était de l'ordre de 15 dB/m. Ces pertes sont trop élevées pour pouvoir envisager l'utilisation de ces fibres dans des dispositifs de régénération optique. L'excès de pertes est dû aux imperfections de la fibre provoquées au cours de la fabrication (problème lié à la qualité des interfaces entre les capillaires et le cœur) [114].

En 2007, une amélioration très importante a été obtenue pour la fibre FMC 2S1G. Les mesures montrent une valeur moyenne de pertes de 5,5 dB/m. Cette valeur intéressante est le résultat d'une procédure de fabrication soigneusement contrôlée associée à l'idée de laisser des interstices entre les trous afin de diminuer les surface de contact entre le cœur et les capillaire.

En 2008, une valeur de perte d'environ 10 dB/m a été obtenue pour la fibre FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>.

### 3.1.3 Observation de l'effet non-linéaire

La figure 3.6 représente le schéma de la manipulation consistant à observer la SPM dans 1,45 m de fibre FMC 2S1G. Un train d'impulsions émis par un laser à fibre à modes bloqués avec un taux de répétition de 19,3 MHz à la longueur d'onde de 1549 nm, est injecté dans la fibre. La durée des impulsions est de 8,3 ps. La puissance injectée est contrôlée par un atténuateur. A la sortie de la fibre, le signal est reçu par un analyseur de spectre (ou OSA pour Optical Spectrum Analyzer) par l'intermédiaire d'une fibre monomode.

La figure 3.7 présente des observations de la SPM dans 1,45 m de fibre FMC 2S1G. Les simulations numériques ont été obtenus avec les paramètres suivants :  $D = -700 \text{ ps/nm/km}$  (valeur estimée d'après la littérature),  $\gamma = 500 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ,  $\alpha = 5,5 \text{ dB/m}$  et des impulsions chirpés de forme gaussienne ( $C = 0,35$ ) avec  $T_{FWHM} = 8,3 \text{ ps}$ . Les pertes de couplage, définies comme la différence en dB entre la puissance mesurée après l'atténuateur et la puissance  $P_0$  dans la fibre FMC, sont de 2,8 dB.

Pour la fibre FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, nous avons également observé des élargissements de spectre dus à la SPM. La figure 3.8 présente les spectres du signal en sortie de 1,15 m de fibre FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> obtenus expérimentalement (a) et en simulation (b). Les paramètres de simulation sont :  $D = -700 \text{ ps/nm/km}$  (valeur estimée par le fabricant),  $\gamma = 2\,000 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ,  $\alpha = 10 \text{ dB/m}$  et des impulsions chirpées de forme gaussienne ( $C = -1,0$ ) avec  $T_{FWHM} = 8,5 \text{ ps}$ . Les pertes de couplage sont de 4,3 dB.

Pour chacune des figures 3.7 et 3.8, l'accord satisfaisant entre les spectres expérimentaux et les spectres simulés confirment la valeur du coefficient non-linéaire des fibres FMC 2S1G

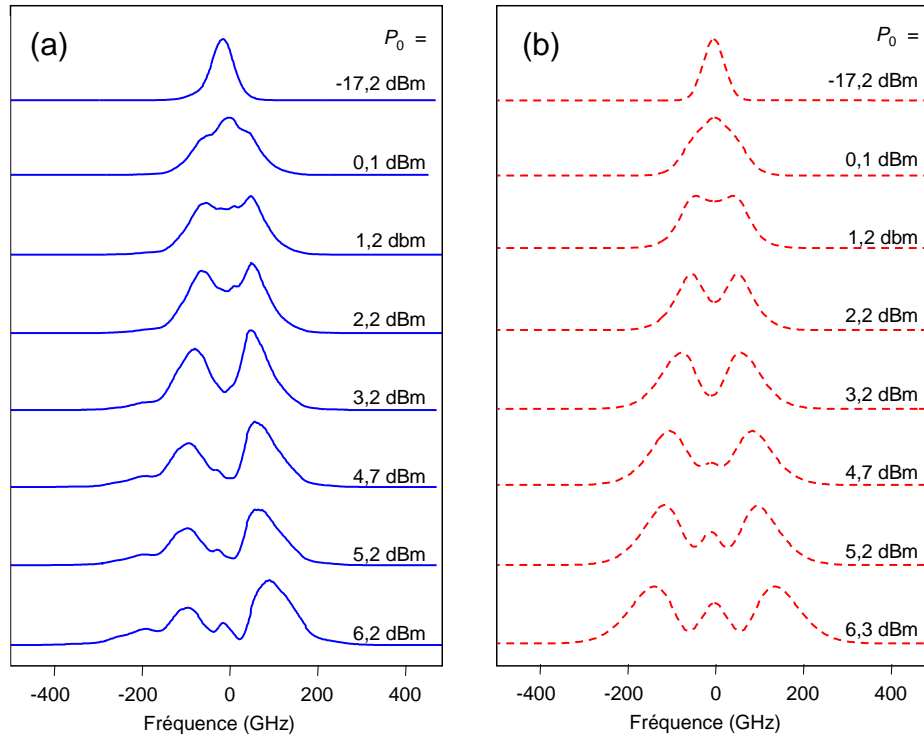


FIG. 3.7 – Observation de la SPM dans 1,45 m de fibre FMC 2S1G : (a) expérience et (b) théorie.

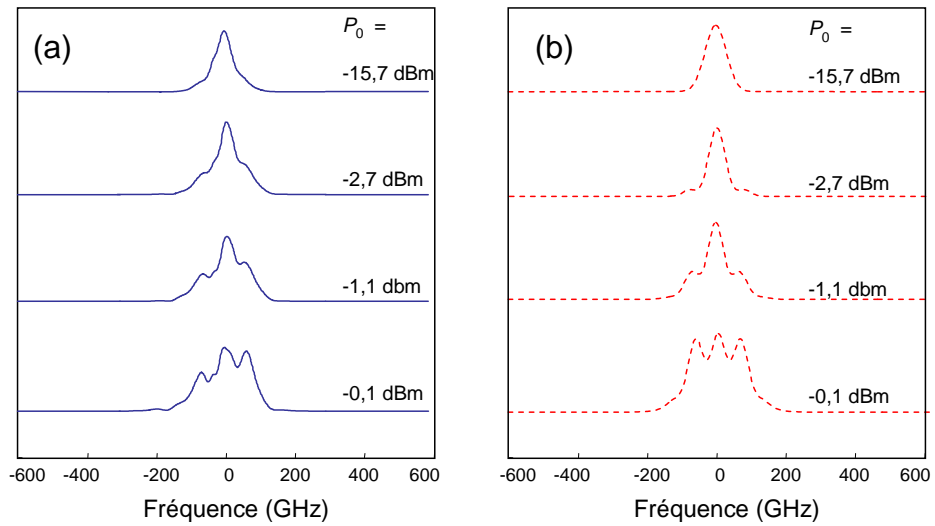


FIG. 3.8 – Observation de la SPM dans 1,15 m de fibre FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> : (a) expérience et (b) théorie.

et FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>.

Nous tenons à faire les observations suivantes concernant le phénomène d'élargissement spectral dû à la SPM dans ces fibres.

- Un même élargissement spectral par SPM intervient pour des puissances injectées moindres dans le cas de la fibre FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> que dans le cas de la fibre FMC 2S1G. Notons que la longueur de la fibre FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> est plus courte que celle de la fibre FMC 2S1G. Ceci vérifie expérimentalement que la fibre FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, dont l'aire effective est comparable à celle la fibre FMC 2S1G et dont l'indice non-linéaire  $n_2$  est plus important, possède des propriétés non-linéaires plus intéressantes.
- L'élargissement maximum obtenu pour la fibre FMC 2S1G est plus important que celui obtenu pour la fibre FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>. Ceci vient du fait que l'injection de la puissance pour la fibre FMC 2S1G est plus facile que pour la fibre FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>. De plus, la fibre FMC 2S1G possède des pertes plus faibles que la fibre FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>.

### 3.1.4 Conclusion sur les fibres microstructurées chalcogénure

Dans ce chapitre nous avons présenté notre contribution à la caractérisation de fibres FMC. Ces caractérisations font partie des premières caractérisations optiques de fibres FMC jamais réalisées.

Nos travaux ont démontré que des avancées technologiques importantes ont été accomplies, aussi bien sur l'aspect de la maîtrise du fibrage des verres de chalcogénure que sur la réduction de l'atténuation de ces fibres, par nos collaborateurs PERFOS et EVC.

Même si, en l'état actuel, les pertes dans ces fibres sont encore trop importantes, nous sommes confiant sur la possibilité de réaliser des fibres avec des pertes avoisinant la valeur de 1 dB/m, ce qui serait de très bon augure pour la réalisation de dispositifs de régénération optique, comme nous le verrons au chapitre 4. La poursuite de ces travaux s'effectue dans le cadre du projet FUTUR.

## 3.2 Fibres microstructurées en verre de silice

Un des objectifs du projet ECOFON, et donc de cette thèse, est la caractérisation des fibres fortement non-linéaires microstructurées en verre de silice fabriquées par PERFOS. Même si la silice est moins non-linéaire que le verre de chalcogénure, son fibrage est maîtrisée et l'atténuation des fibres peut être nettement moindre (quelques dB/km contre quelques dB/m). Il existe donc également un intérêt à réaliser des fibres fortement non-linéaires à partir du verre de silice. Pour ces fibres, l'augmentation de la non-linéarité passe par une réduction de l'aire effective du mode et c'est la technologie des fibres microstructurées qui a été choisie.

Les fibres microstructurées en verre de silice (FMS) que nous avons caractérisées sont des fibres à cinq couronnes de trous d'air, fabriquées par PERFOS par la méthode "stack and draw".

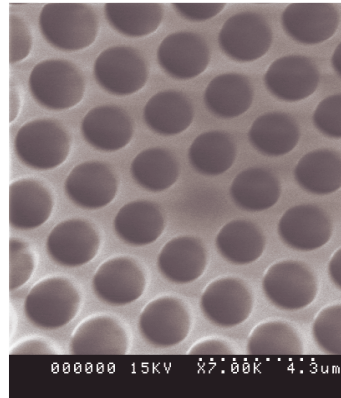


FIG. 3.9 – Photographie au MEB de la fibre HF125.

En 2005, nous avons caractérisé des fibres FMS de diamètres extérieurs différents : de  $90\text{ }\mu\text{m}$  à  $125\text{ }\mu\text{m}$ . Par la suite, nous les nommerons "HF" suivi par la valeur du diamètre extérieur, par exemple HF125 pour la fibre FMS de diamètre extérieur de  $125\text{ }\mu\text{m}$ . A partir de la même préforme, l'idée de fibrer avec des diamètres extérieurs différents permet d'avoir plusieurs fibres avec des valeurs de non-linéarité et de dispersion différentes. La figure 3.9 est une photographie au MEB de la fibre HF125.

### 3.2.1 Caractérisations opto-géométriques

Nous avons présenté, dans le paragraphe 3.1.1, la technique de champ proche qui permet de mesurer le DM de fibres optiques et d'en déduire la valeur du coefficient non-linéaire, connaissant la valeur de l'indice non-linéaire du matériau. Cette technique est appropriée à la mesure de fibres dont l'ON est faible. Si l'aire effective de la fibre est petite (quelques  $\mu\text{m}^2$ ), son ON est importante et la lumière en sortie de fibre n'est plus totalement capturée par la lentille. Ceci provoque des erreurs dans l'estimation du DM. Les fibres FMS que nous avons eu à caractériser sont de ce type. Nous avons donc dû faire les mesures de leur aire effective par une méthode plus adaptée : la méthode du champ lointain.

Le principe de cette méthode est d'enregistrer la distribution d'intensité de la lumière en fonction de la position d'un détecteur en rotation autour de l'extrémité de la fibre. La figure 3.10 présente le schéma du montage.

L'extrémité d'une fibre FMS est couplée au moyen d'un connecteur à un laser continu émettant à la longueur d'onde de  $1552\text{ nm}$ . L'autre extrémité, non-connectorisée, est fixée sur un support. A une distance  $R$  d'environ une centaine de fois le diamètre de cœur estimé de la fibre, nous plaçons un détecteur. En réalité, l'intensité lumineuse est captée par une fibre multimode à gradient d'indice reliée à une photodiode. Un moteur pas à pas est utilisé pour faire tourner l'extrémité de la fibre multimode autour de l'extrémité non-connectorisée de la fibre à mesurer. L'angle maximum de rotation est de  $90^\circ$  de chaque côté.

Pour connectoriser une des extrémités de la fibre FMS, nous effectuons une soudure entre

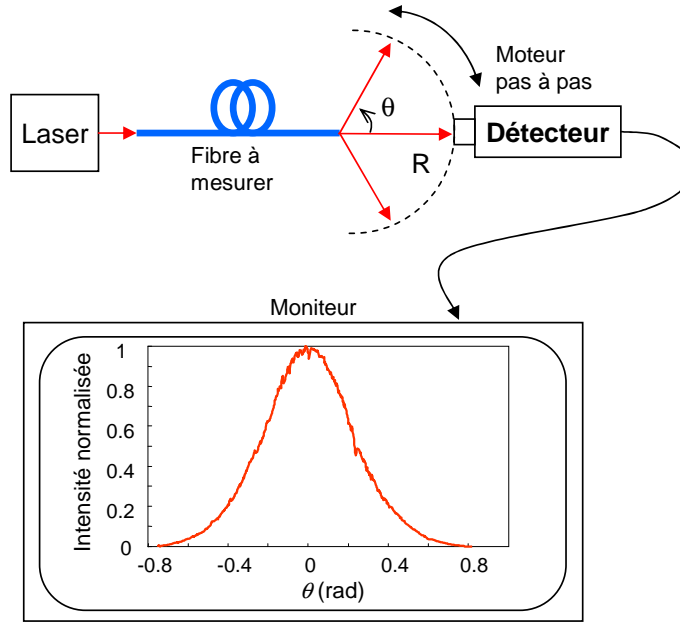


FIG. 3.10 – Schéma de mesure en champ lointain.

la fibre FMS et la fibre SMF. Une procédure particulière assure des pertes de soudure de l'ordre de quelques dB au maximum. La technique retenue consiste à utiliser un tronçon de fibre à grande ouverture numérique (ou HNA pour High Numerical Aperture) qui se place entre la fibre FMS et la fibre SMF pour adapter le mode entre la fibre SMF et la fibre FMS afin de diminuer les pertes (figure 3.11).

La méthode du champ lointain permet de mesurer une distribution angulaire d'intensité. A partir de cette mesure, nous pouvons estimer le DM de la fibre en supposant que cette distribution est de forme gaussienne [115].

Par contre, les fibres dont la structure est plus complexe que celle des fibres à saut d'indice, peuvent avoir une distribution non-gaussienne. Lorsque la distribution est très différente de la forme gaussienne, il faut calculer la distribution du champ électrique en champ proche  $F(r)$  à partir de la distribution en champ lointain  $f(\theta)$  à l'aide de la transformée de Hankel inverse ( $\text{TH}^{-1}$ ) [116–118]. La figure 3.12 illustre les coordonnées en champ proche en sortie de la fibre et les coordonnées en champ lointain [116, 117].

Les relations entre la distribution de la lumière en champ proche  $F(r)$  et la distribution de la lumière en champ lointain  $f(\theta)$  (dans le plan de la figure 3.12) sont les suivantes [117] :

$$f(p) = \cos(\theta) \int_0^\infty F(r) J_0(rp) r dr = \cos(\theta) \text{HT}[F(r)] \quad (3.1)$$

$$F(r) = \int_0^\infty \left[ \frac{f(p)}{\cos(\theta)} \right] j_0(rp) dp = \text{HT}^{-1} \left[ \frac{f(p)}{\cos(\theta)} \right] \quad (3.2)$$

où  $p = 2\pi \sin(\theta)/\lambda$ ,  $\text{TH}$  et  $\text{TH}^{-1}$  sont les transformées de Hankel et de Hankel inverse respectivement et le terme  $\cos(\theta)$  est un facteur angulaire qui ramène la distribution  $f(\theta)$

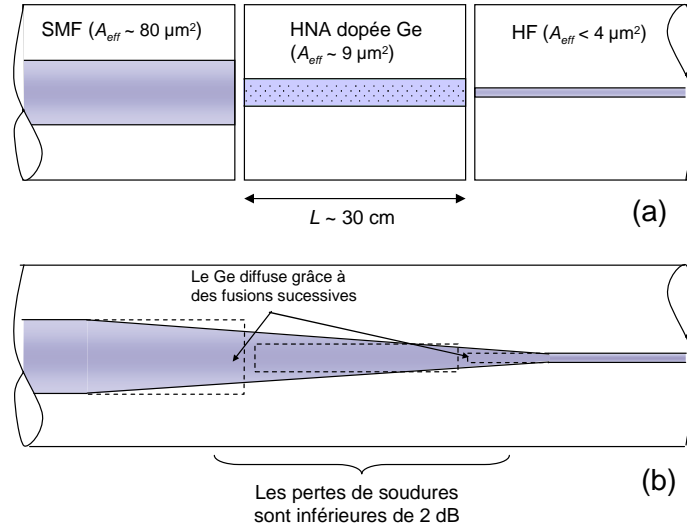


FIG. 3.11 – Utilisation d’une fibre HNA pour adapter le mode entre la SMF et la fibre FMS : (a) avant la soudure et (b) après la soudure.

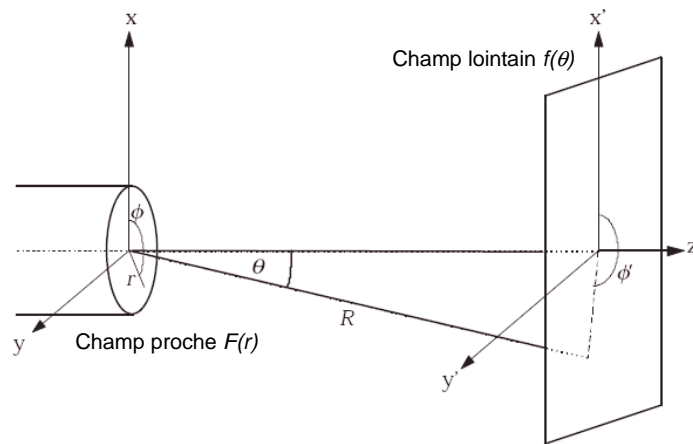


FIG. 3.12 – Coordonnées en champ proche et en champ lointain.



Fibre	$A_{eff}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	$\gamma$ ( $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ )
HF125	$4,1 \pm 0,2$	26
HF100	$2,1 \pm 0,2$	53
HF96	$2,8 \pm 0,2$	38,3
HF92	$2,4 \pm 0,2$	44,2

TAB. 3.1 – Résultats des mesures de l'aire effective et calcul du coefficient non-linéaire correspondant pour différentes fibres FMS.

mesurée dans un plan à une distribution mesurée sur la surface d'une sphère de rayon  $R$ . Avec notre banc de mesure, l'intensité en champ lointain est mesurée directement sur la surface d'une sphère. Par conséquent, le facteur angulaire est omis dans les calculs.

Selon l'équation (3.2), le calcul de la transformée de Hankel est effectué à partir de la demi-distribution en champ lointain ( $\theta > 0$ ). Le résultat donne la demi-distribution en champ proche  $F(r)$ . En supposant une symétrie de révolution, l'aire effective est calculée selon la formule (1.14) que nous rappelons ici :

$$A_{eff} = \frac{(\int_0^\infty |F(r)|^2 dr)^2}{\int_0^\infty |F(r)|^4 dr}$$

Dans le cas où l'on doute de la symétrie de révolution, deux calculs de transformée de Hankel inverse sont effectués (pour  $\theta > 0$  et  $\theta < 0$ ) et deux valeurs de  $A_{eff}$  sont calculées puis comparées. Si la différence entre les résultats est inférieure à 10%, la valeur moyenne est retenue.

Nous avons appliqué le calcul à l'aide de la transformée de Hankel inverse pour remonter aux résultats des mesures de l'aire effective des fibres FMS. Quatre fibres ont été mesurées avec des diamètres extérieurs de 92  $\mu\text{m}$ , 96  $\mu\text{m}$ , 100  $\mu\text{m}$  et 125  $\mu\text{m}$  respectivement. Pour chaque fibre, plusieurs mesures sont effectuées. Le résultat retenu est défini comme la valeur moyenne des différentes mesures.

La figure 3.13.a est un exemple de distribution d'intensité en champ lointain (en échelle logarithmique) en fonction de l'angle de rotation pour la fibre HF92. La figure 3.13.b est la distribution d'intensité en champ proche en fonction du rayon de la fibre, calculée à l'aide de la transformée de Hankel inverse. Pour cette fibre, la distribution d'intensité en champ lointain est symétrique et non-bruitée. D'autres mesures, correspondant à des vitesses de moteur différentes, sont identiques. Le résultat du calcul de  $A_{eff}$  est de  $2,4 \pm 0,2 \mu\text{m}^2$ , correspondant à un coefficient non-linéaire d'environ  $44,2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

Les résultats de la mesure de l'aire effective et du coefficient non-linéaire pour les autres fibres FMS sont donnés dans le tableau 3.1.

Ces résultats montrent que la fabrication de fibres FMS présentant de très petites aires effectives, et donc de forts coefficients non-linéaires, est maîtrisée par PERFOS. Nous allons maintenant caractériser les pertes de ces fibres.

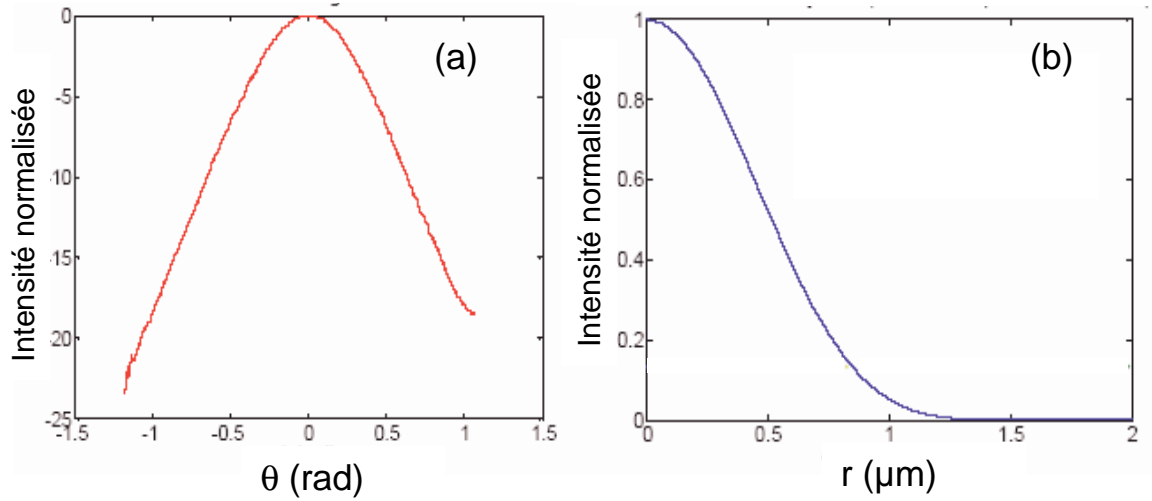


FIG. 3.13 – (a) Exemple de distribution d'intensité en champ lointain de la fibre HF92. (b) Demi-distribution en champ proche calculée à partir de la distribution d'intensité en champ lointain de la fibre HF92.

### 3.2.2 Mesure des pertes

Les pertes des fibres FMS sont mesurées par la méthode "cut-back" ainsi que par réflectométrie en utilisant un appareil commercial OTDR (Optical Time Domain Reflectometer). Le principe de l'OTDR est de détecter et d'analyser, en fonction du temps, la lumière rétrodiffusée par une fibre optique.

Les pertes des fibres FMS varient de 5,6 dB/km à 30 dB/km selon la structure de la fibre. Généralement, plus l'aire effective de la fibre est petite, plus les pertes sont importantes.

Les pertes les plus faibles sont celles de la fibre HF125. La figure 3.14.a présente l'évolution des pertes en fonction de la longueur d'onde pour une plage de longueur d'onde de 1000 nm à 1600 nm mesurées par l'OTDR. Cette fibre présente une atténuation aussi faible que 5,6 dB/km à 1550 nm ce qui est une valeur extrêmement intéressante pour ce type de fibre. De plus, cette fibre possède également une atténuation aussi faible que 7 dB/km à 1480 nm. Ceci est dû à la réduction des pertes du pic OH à 1400 nm. En effet, l'atténuation de cette fibre à 1400 nm est de 40 dB/km contre 75 dB/km pour la meilleure fibre rapportée jusqu'alors (voir figure 3.14.b) [11]. La raison de cette réduction des pertes à 1400 nm est due à une grande maîtrise du processus de fabrication par PERFOS [119]. Ce contrôle permet d'envisager la fabrication de fibres FMS avec des pertes à 1400 nm inférieures à 30 dB/km et des pertes à 1550 nm de l'ordre de 1 dB/km.

### 3.2.3 Mesure de gain Raman

Grâce à son fort coefficient non-linéaire ( $\simeq 26 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ) associé à sa faible atténuation à 1550 nm ( $\simeq 6 \text{ dB/km}$ ) et à 1480 nm ( $\simeq 7 \text{ dB/km}$ ), la fibre HF125 possède des caractéristiques intéressantes pour l'amplification Raman.

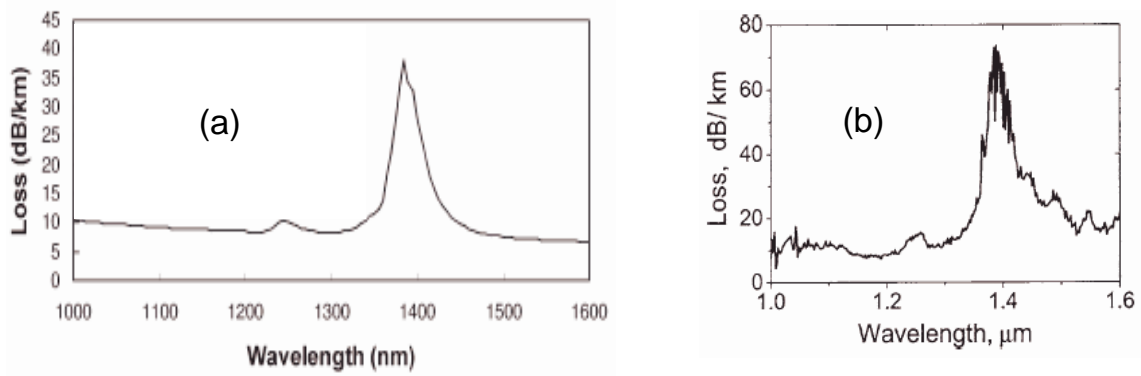


FIG. 3.14 – (a) Pertes de la fibre HF125 et (b) pertes de la fibre FMS de la référence [11].

Nous avons réalisé le montage de la figure 3.15.a [119]. La pompe à 1480 nm est un laser à fibre non polarisé délivrant une puissance maximum de 2 W. Dans la fibre FMS, la puissance maximum mesurée est égale à  $P_p = 1,53$  W. La source à 1570 nm est un laser à semiconducteur à cavité externe dont on fait varier la puissance au moyen d'un atténuateur variable. Dans cette expérience 735 m de fibre FMS ont été utilisés. Le gain Raman  $G_{on/off}$  est défini comme le rapport (en dB) entre la puissance du signal en sortie de fibre lorsque la pompe est allumée et la même puissance lorsque la pompe est éteinte. La figure 3.15.b montre l'évolution de  $G_{on/off}$  en fonction de la puissance du signal pour plusieurs valeurs de la puissance de pompe. Le gain maximum est d'environ 17 dB, obtenu pour une puissance de pompe maximum de 1,53 W. Le gain net (incluant les pertes à 1570 nm) est d'environ 12,5 dB pour 1,5 W de pompe c'est-à-dire 8,3 dB/W [119, 120]. Cette valeur est supérieure à la valeur de 6 dB/W obtenue par Yusoff *et al.* [121] dans une fibre FMS au moyen d'une pompe polarisée (équivalent à 3 dB/W en pompe non polarisée) à 1536 nm.

### 3.2.4 Mesure de la dispersion

Les fibres FMS que nous venons de décrire présentent des caractéristiques intéressantes en raison de leur forte non-linéarité et de leur faible atténuation. Ces deux caractéristiques sont indispensables à la réalisation de dispositifs de régénération optique. Une troisième caractéristique importante qu'il nous faut connaître est la valeur de la dispersion chromatique autour de 1550 nm.

Grâce à la grande flexibilité de leur structure, les fibres FMS peuvent prendre des valeurs très différentes de dispersion (positive, négative ou nulle). La difficulté de fabriquer des fibres FMS avec une dispersion choisie à une longueur d'onde donnée consiste à maîtriser la géométrie de la fibre au cours du fibrage. En fibrant de la fibre FMS avec des diamètres extérieurs de différentes valeurs Perfos nous a permis d'étudier des fibres FMS présentant plusieurs valeurs de dispersion chromatique.

Ceci nous a conduit à élaborer une méthode originale pour mesurer la dispersion chromatique des fibres optiques. Cette méthode, que nous allons décrire dans ce paragraphe, est

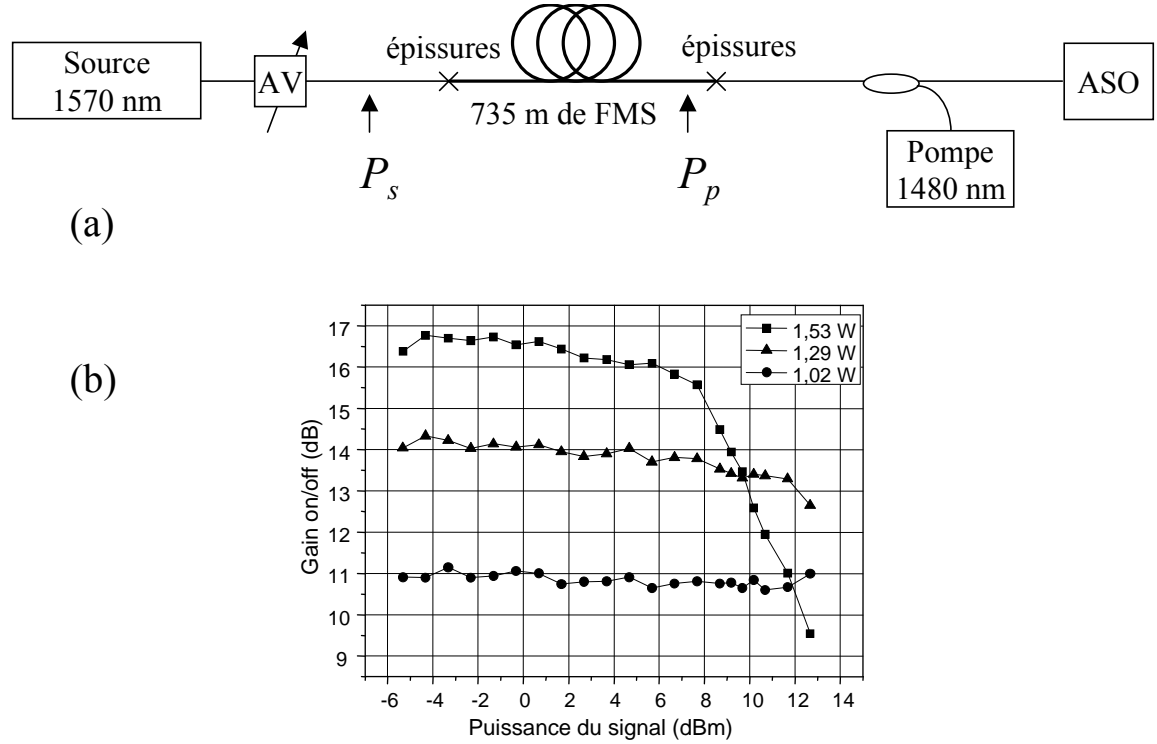


FIG. 3.15 – (a) Montage pour la mesure de gain Raman ; AV = atténuateur variable ; ASO = analyseur de spectre optique. (b) Evolution du gain on/off en fonction de la puissance du signal pour plusieurs valeurs de la puissance de pompe.

basée sur le phénomène de compression soliton dans une fibre optique [122, 123]. Puisque l'effet soliton n'est observable que dans les fibres à dispersion positive, notre méthode n'est valable que pour ce type de fibre.

Dans ce paragraphe, nous allons d'abord décrire en détail le phénomène de compression soliton dans une fibre à dispersion positive. Nous expliquerons ensuite le principe de notre méthode. Après avoir validé notre méthode à l'aide de simulations numériques, nous présenterons les mesures que nous avons faites sur les fibres FMS réelles.

### 3.2.4.1 La compression soliton

Considérons une impulsion courte de type sécante hyperbolique, suffisamment énergétique, injectée dans une fibre optique. Elle subit simultanément l'effet de la dispersion et de l'automodulation de phase. Lorsque la dispersion de la fibre est positive, ces deux effets peuvent se compenser et conduire à la formation de solitons.

Le mot soliton fut introduit en 1965 par Zabusky et Kruskal [124] : il évoque la notion d'onde "solitaire". La terminaison en "on" rappelle que cette impulsion a des propriétés qui se rapprochent de celle d'une particule dans un réseau de vibration ayant un comportement non linéaire [23].

Un paramètre très important est l'ordre  $N$  du soliton, défini par l'équation (2.4). En

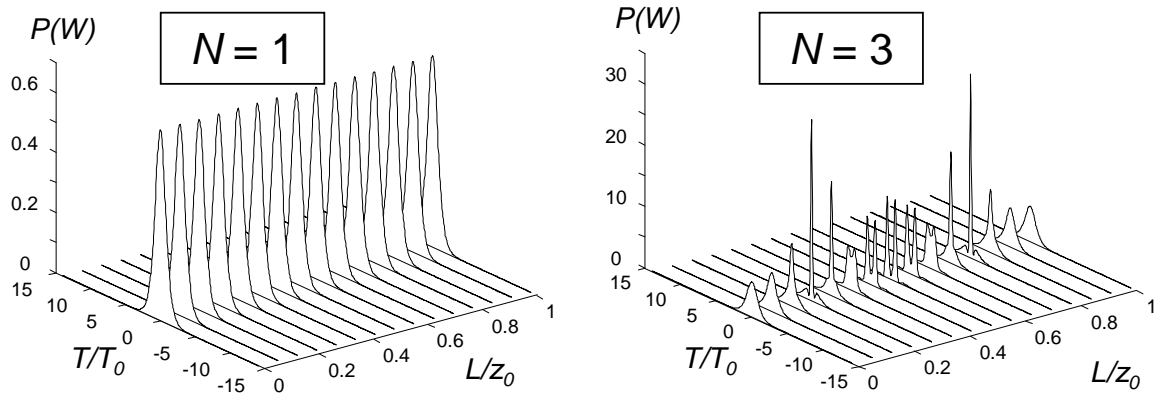


FIG. 3.16 – Evolution, sur une période soliton, d'une impulsion solitonique d'ordre 1 et d'ordre 3.

introduisant l'équation (1.24) et l'équation (1.32) dans la relation (2.4), on obtient :

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.3)$$

où  $\gamma$  est le coefficient non-linéaire de la fibre,  $P_0$  la puissance crête de l'impulsion,  $T_0$  la demi-durée de l'impulsion et  $\beta_2$  le coefficient de dispersion du deuxième ordre. Ce dernier est relié à la dispersion  $D$  selon la formule suivante :

$$\beta_2 = -\frac{\lambda_0^2 D}{2\pi c} \quad (3.4)$$

avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde dans le vide et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

Si  $N = 1$ , l'impulsion se propage sans déformation (c'est le soliton d'ordre 1) alors que si  $N > 1$ , elle subit une évolution présentant une compression périodique. La période  $z_0$  du soliton est donnée par [22] :

$$z_0 = \frac{\pi L_D}{2} \quad (3.5)$$

La figure 3.16 illustre la propagation d'un soliton d'ordre 1 et d'un soliton d'ordre 3. A l'ordre 3, nous constatons que l'impulsion passe deux fois par son état le plus compressé au bout d'une distance  $z_0$ .

La figure 3.17 illustre le phénomène de compression que nous allons maintenant expliquer. A l'avant de l'impulsion, c'est-à-dire dans la zone du front montant de l'impulsion, le phénomène d'auto-modulation de phase crée de nouvelles fréquences plus basses par rapport à la fréquence centrale de l'impulsion. Ces fréquences sont ralenties à cause de la dispersion positive de la fibre. Dans la zone du front descendant de l'impulsion (à l'arrière de l'impulsion), le phénomène d'auto-modulation de phase crée des fréquences plus hautes qui sont accélérées. Cette différence entre la vitesse des deux fronts de l'impulsion est à l'origine du phénomène de compression. Plus la distance de propagation est grande, plus la différence de vitesse est grande. A un certain moment (à une certaine distance de propagation), les

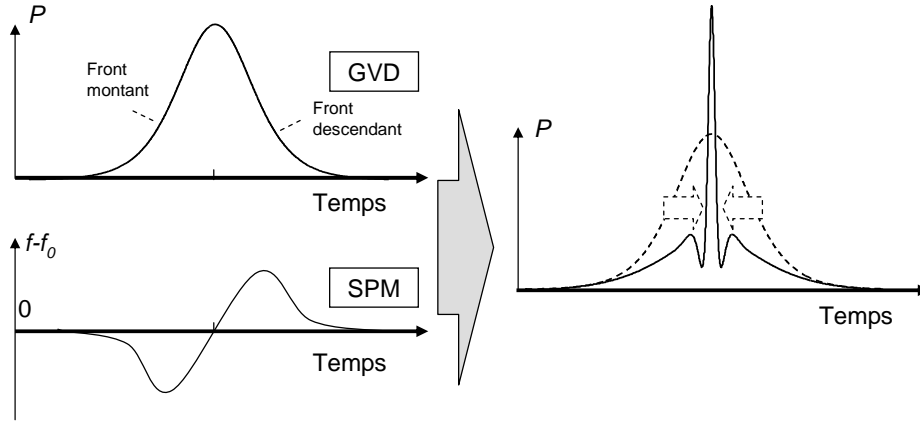


FIG. 3.17 – Explication du phénomène de compression soliton.

photons accélérés provenant de l'arrière de l'impulsion rejoignent les photons ralentis de l'avant de l'impulsion. C'est le moment où la compression est maximale. À partir de ce point, les photons accélérés dépassent les photons ralentis et commencent à élargir l'impulsion. Plus l'impulsion est élargie, plus la différence de vitesse entre les photons diminue. Au centre de l'impulsion, plusieurs pics peuvent se former. Le nombre de pics dépend de l'ordre soliton [22]. Lorsque la différence de vitesse revient à zéro, tous les changements précédents vont se reproduire en sens inverse. L'impulsion va retrouver un état de compression maximale avant de revenir quasiment à sa forme initiale (si l'impulsion est de type sécante hyperbolique, elle retrouve exactement sa forme initiale). La succession de ces phénomènes se produit au cours d'une période soliton. À la fin d'une période, le processus recommence.

Pour une fibre donnée et un ordre soliton  $N$  donné, la longueur  $L$  de fibre telle que l'impulsion est compressée au maximum une première fois dépend de la relation empirique suivante, obtenue en résolvant numériquement l'équation de Schrödinger non-linéaire [22, 125] :

$$\frac{L}{z_0} \simeq \frac{0,32}{N} + \frac{1,1}{N^2} \quad (3.6)$$

Cette relation implique que, pour une longueur donnée de fibre, il existe un ordre soliton qui réalise la compression de l'impulsion en sortie de fibre. La figure 3.18 représente l'évolution d'une impulsion, en sortie d'une fibre de longueur  $L = 0,23z_0$ , en fonction de l'ordre soliton. La compression maximum est réalisée pour  $N = 3$  dans ce cas. Cette valeur vérifie bien l'équation (3.6).

### 3.2.4.2 Principe de la méthode de mesure de la dispersion

En utilisant les relations (3.3), (3.4), (3.5) et (1.24) dans l'équation (3.6), nous avons proposé d'extraire la valeur de la dispersion  $D$  en fonction de la puissance crête de l'impulsion en entrée :

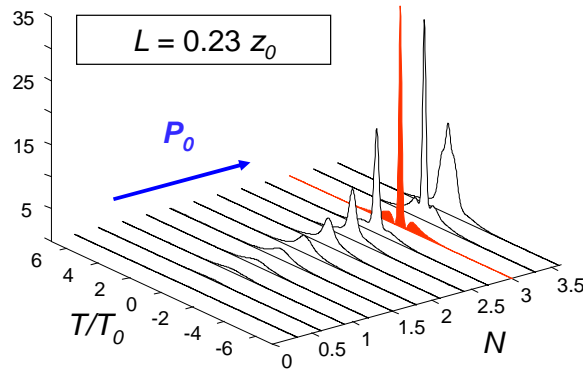


FIG. 3.18 – Evolution d'une impulsion solitonique en fonction de l'ordre soliton pour une longueur de fibre donnée.

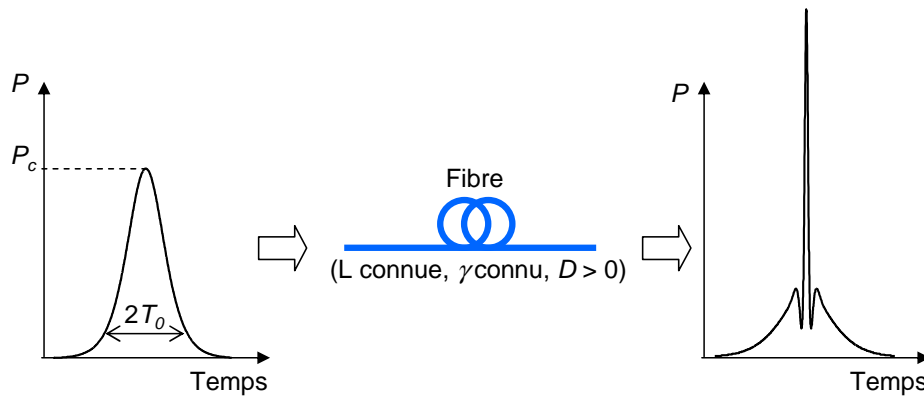


FIG. 3.19 – Principe de la mesure de dispersion : on relève la puissance en entrée d'une impulsion solitonique compressée au maximum en sortie de fibre.

$$D \simeq \frac{2\pi c \gamma T_0^2 P_c}{\lambda_0^2 (2\gamma L P_c - 1, 1\pi)^2} \quad (3.7)$$

où nous avons supposé  $0, 32\pi = 1$ .

L'équation (3.7) est la relation clé de notre technique de mesure de la dispersion d'une fibre à dispersion positive : pour une fibre de longueur  $L$  et de coefficient non-linéaire  $\gamma$  connus, la mesure de la puissance crête  $P_c$  pour laquelle la compression maximale est atteinte (figure 3.19), donne accès à la valeur de la dispersion.

Notons que la relation (3.7), peut être utilisée pour la mesure du coefficient non-linéaire  $\gamma$  à partir de  $P_c$  si la dispersion  $D$  est connue. En effet, d'après la relation (3.6),  $\gamma$  vérifie l'équation du second degré suivante :

$$(2\lambda_0 L P_c)^2 D \gamma^2 - 2\pi P_c (2.2\lambda_0^2 L D + c T_0^2) \gamma - 1.21\pi^2 \lambda_0^2 D = 0 \quad (3.8)$$

Cette équation admet deux solutions. Pour identifier la bonne solution, il faut remarquer que la relation (3.6) n'est valable que pour  $2\gamma L P_c - 1, 1\pi > 0$ . Nous retiendrons la solution de (3.8) qui vérifie cette condition.

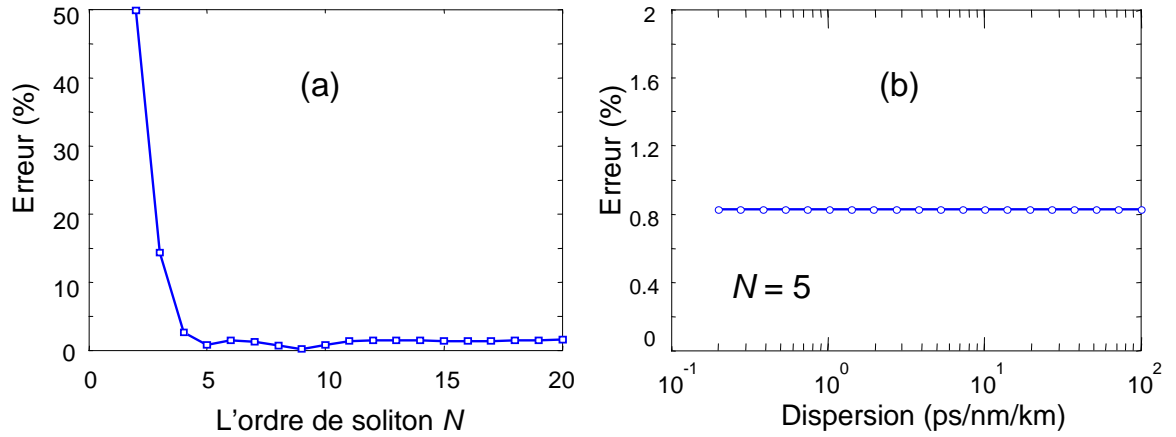


FIG. 3.20 – Erreur de la mesure en fonction de l'ordre soliton (a) et en fonction de la valeur de dispersion (b).

### 3.2.4.3 Validation numérique de la méthode proposée

Nous avons tout d'abord effectué des simulations numériques (en résolvant l'ENLS au moyen de notre méthode numérique MCLEM que nous avons présentée dans le chapitre 2) pour vérifier si la valeur de  $D$ , calculée à partir de la valeur de la puissance pour laquelle il y a compression maximale, correspondait bien à la valeur de  $D$  utilisée dans la simulation. Considérons par exemple une impulsion en entrée de type sécante hyperbolique dont la largeur à mi-hauteur  $T_{FWHM}$  est égale à 5 ps. Le coefficient non-linéaire  $\gamma$  de la fibre étudiée est  $1,3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

L'erreur relative  $\epsilon$  entre la valeur de dispersion "mesurée"  $D_{\text{mesurée}}$  et la valeur de dispersion théorique  $D_{\text{théorique}}$  est définie par :

$$\epsilon = \frac{D_{\text{mesurée}} - D_{\text{théorique}}}{D_{\text{théorique}}} \quad (3.9)$$

La figure 3.20.a représente l'évolution de l'erreur  $\epsilon$  en fonction de l'ordre soliton  $N$  pour une valeur de  $D = 17 \text{ ps/nm/km}$ . Pour tracer cette courbe, c'est la valeur de  $L$  qui varie, de sorte que chaque valeur de  $N$  correspond bien à un état de compression maximale. De la même manière, la figure 3.20.b représente l'erreur  $\epsilon$  en fonction de la valeur de  $D$  pour un ordre soliton fixé à  $N = 5$ .

Sur la figure 3.20.a, nous constatons qu'avec  $N > 4$ , l'erreur est inférieure à 3%, alors que pour  $N < 4$ , l'erreur devient plus importante ( $> 10\%$ ) et augmentent très rapide. Ces erreurs sont dues aux approximations utilisées dans (3.6). Pour  $N < 4$ , une meilleure approximation devra par conséquent être utilisée. Nous présenterons par la suite une autre relation remplaçant l'équation (3.6) pour  $N < 4$ .

En ce qui concerne la figure 3.20.b, lorsque l'ordre de soliton est fixé, l'erreur de mesure est constante sur toute la gamme de dispersion positive.

En résumé, pour  $N > 4$ , le paramètre de dispersion anormale d'une fibre peut être mesuré avec une erreur systématique inférieure à 3%.



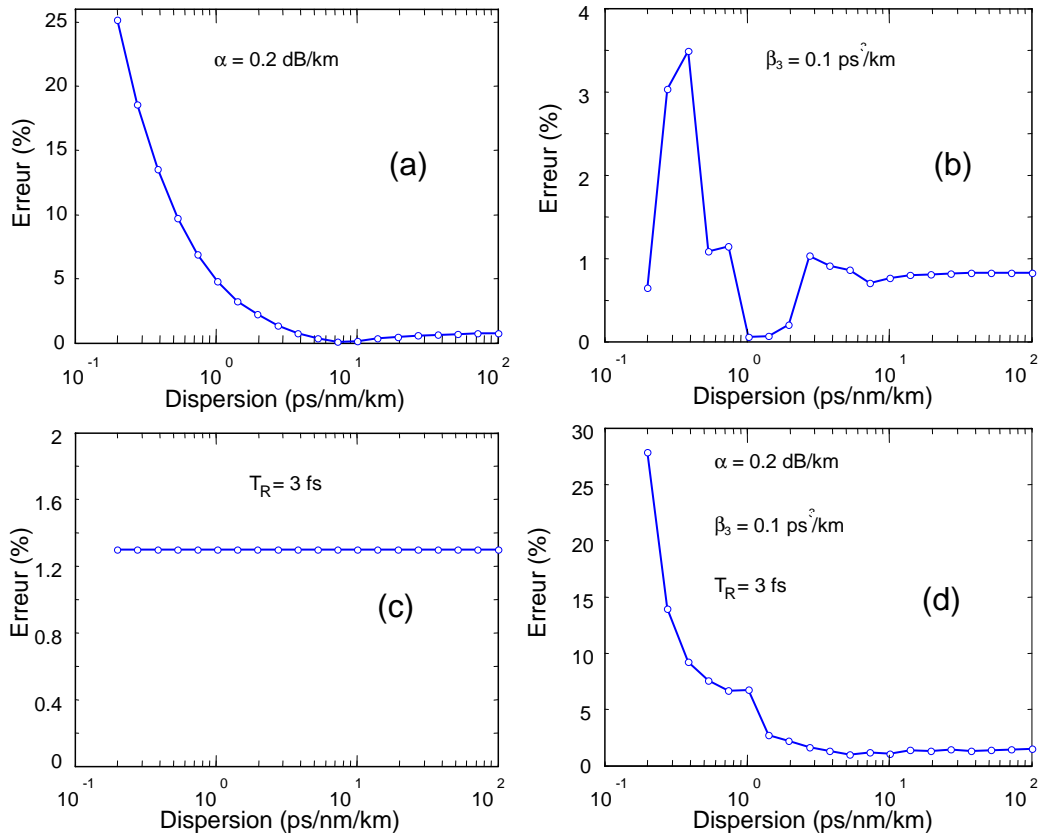


FIG. 3.21 – Erreur systématique de la mesure en fonction de la valeur de dispersion sous l'influence : (a) des pertes, (b) du coefficient de dispersion du troisième ordre, (c) d'auto-raïdissement et de réponse Raman, et (d) tous ces phénomènes en même temps.

Les simulations précédentes ont été effectuées en négligeant les pertes de la fibre et les phénomènes d'ordre supérieur tels que la dispersion du troisième ordre, la réponse Raman ou le auto-raïdissement. Comme ces effets ne sont pas toujours négligeables, nous allons maintenant étudier leur influence.

La figure 3.21 représente les variations de l'erreur de mesure en fonction de la dispersion si nous prenons en compte séparément les pertes (figure 3.21.a), la dispersion du troisième ordre (figure 3.21.b), l'auto-raïdissement et la réponse Raman (figure 3.21.c) et tous ces phénomènes en même temps (figure 3.21.d). Dans ces cas, l'ordre soliton est fixé à  $N = 5$ .

Nous constatons que, dans la zone de faible dispersion, les pertes de la fibre influencent beaucoup la mesure. Elles peuvent provoquer des erreurs jusqu'à 25%. Par contre, si l'on considère que l'erreur systématique acceptable est inférieure à 5%, les phénomènes du troisième ordre sont négligeables. Dans tous les cas, notre méthode est valable pour  $D > 1$  ps/nm/km.

Nous voulons également noter que notre méthode est applicable non seulement pour des impulsions de type sécante hyperbolique mais aussi pour des impulsions gaussiennes. La figure 3.22 montre que l'erreur est inférieure à 5% pour les impulsions gaussiennes pour les

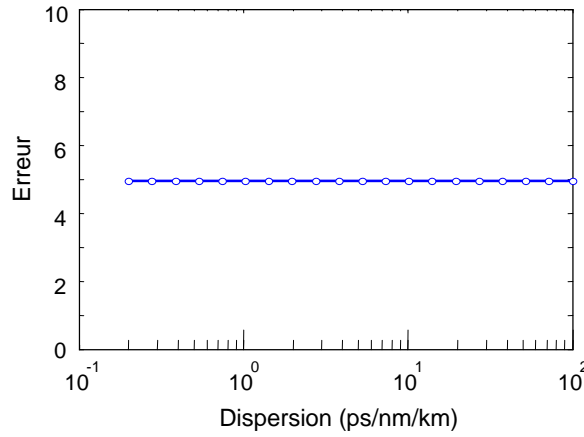


FIG. 3.22 – Erreurs systématiques de mesure en fonction de la valeur de dispersion si l'on prend des impulsions gaussiennes.

mêmes paramètres de simulation que ceux de la figure 3.20.

#### 3.2.4.4 Correction de la relation de compression

La relation (3.6) peut être réécrite au moyen de la forme générale suivante :

$$\frac{L}{z_0} \approx \frac{C_1}{N^2} + \frac{C_2}{N} + C_3, \quad (3.10)$$

avec  $C_1 = 1,1$ ,  $C_2 = 0,32$  et  $C_3 = 0$ .

Nous avons vérifié que l'erreur induite par les différentes approximations est inférieure à 3% si  $N > 4$ . Si  $N < 4$ , l'erreur devient très importante. Nous avons donc établi une nouvelle solution empirique pour l'expression de  $L/z_0$  en fonction de  $N$  pour  $1 < N \leq 4$ . Elle a une forme mathématique semblable à la relation (3.10) mais avec les paramètres suivants [123] :

$$C_1 = 2,86, C_2 = -0,76, C_3 = 0,17. \quad (3.11)$$

La figure 3.23.a représente l'évolution exacte de  $L/z_0$  en fonction de  $N$  (points) et la solution approchée par la relation (3.6). La figure 3.23.b est un zoom autour des faibles valeurs de  $N$  ( $2 < N \leq 4$ ). On remarque que notre nouveau jeu de paramètres  $C_1, C_2, C_3$  est plus adapté pour l'ajustement de la courbe exacte.

Finalement, la relation (3.6) devient :

$$\begin{cases} L/z_0 = 1,1/N^2 + 3,2/N & \text{pour } N > 4 \\ L/z_0 = 2,86/N^2 - 0,76/N + 0,17 & \text{pour } 1 < N \leq 4 \end{cases} \quad (3.12)$$

Le système (3.6) permet d'établir une autre relation plus précise que l'équation (3.7) pour  $1 < N \leq 4$ . Cela nous permet d'augmenter la précision du calcul de  $D$  si l'on connaît la valeur de  $\gamma$ . Grâce à cette correction, nous avons pu constater une erreur inférieure à 3% sur toute la gamme des valeurs de  $N$ .

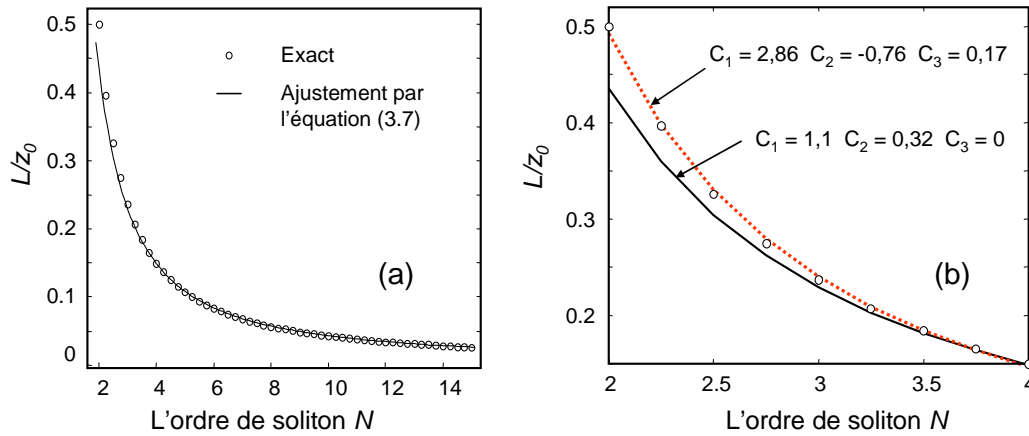


FIG. 3.23 – Évolution de  $L/z_0$  (points blancs) en fonction de l'ordre soliton  $N$ .

Par contre, pour calculer  $\gamma$  à partir de la valeur de  $D$ , nous rencontrons une difficulté puisqu'on ne connaît pas la valeur de  $N$  (qui est calculé à partir de  $\gamma$ ). Pour surmonter ce problème, une procédure en deux étapes doit être appliquée. La première étape consiste à utiliser la relation (3.8) pour calculer  $\gamma$ . La deuxième étape est de calculer  $N$  à partir de cette valeur de  $\gamma$  pour savoir si  $N$  est supérieur ou inférieur à 4. Si  $N \leq 4$ , on re-calcule  $\gamma$  en utilisant la deuxième relation dans l'équation (3.12).

### 3.2.4.5 Mesures expérimentales

En appliquant la technique présentée précédemment, nous avons fait des mesures sur 22 m de fibre HF125. Le schéma de l'expérience est présenté sur la figure 3.24.

La source est un laser à fibre à modes bloqués avec les caractéristiques suivantes : longueur d'onde  $\lambda_0 = 1560$  nm, durée d'impulsion  $T_0 = 3,14$  ps ( $T_{FWHM} = 5,53$  ps), largeur spectrale  $\Delta\lambda = 0,52$  nm, taux de répétition  $R = 19,3$  MHz. La puissance moyenne injectée dans la fibre HF125 est contrôlée avec un puissance-mètre en sortie du coupleur 3 dB. La valeur maximale de la puissance moyenne de ce laser est d'environ 10 dBm. Les pertes dues aux épissures entre la fibre standard et la fibre HF125 sont d'environ 1,2 dB. L'atténuateur mis avant l'entrée de la fibre permet de varier la puissance sur une gamme de 40 dB. Le contrôleur de polarisation permet de s'affranchir des effets de polarisation.

Grâce à l'atténuateur variable, nous faisons varier la puissance de l'impulsion injectée dans la fibre. A l'autocorrélateur optique, nous suivons la compression de l'impulsion en fonction de la puissance en entrée. Lorsque nous constatons visuellement la compression maximale, nous capturons le signal en sortie. Pour éviter de se fier uniquement à l'appréciation visuelle de la compression maximale, nous effectuons dix enregistrements de part et d'autre de la puissance optimale par pas de 0,1 dB. Après traitement des courbes nous sélectionnons la puissance correspondant à la compression maximale réelle.

Dans notre cas précis, nous avons sélectionné (parmi dix enregistrements) une forme compressée en sortie correspondant à une puissance moyenne  $\langle P_c \rangle$  en entrée de 0,69 mW

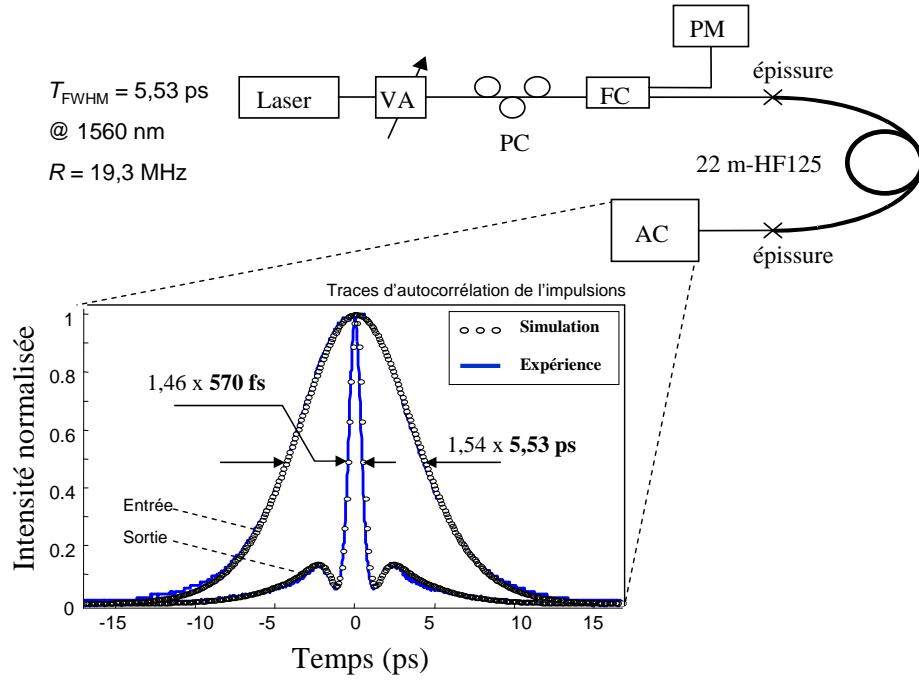


FIG. 3.24 – Schéma de la mesure de dispersion par la technique de compression soliton. VA : atténuateur variable, PC : contrôleur de polarisation, PM : puissance-mètre, FC : coupleur, AC : autocorrelateur.

Fibre	$\lambda_0$ (nm)	$L$ (m)	$P_c$ (W)	$\gamma$ (W <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> )	$D_{\text{mesurée}}$ (ps/nm/km)	$D_{\text{référence}}$ (ps/nm/km)	Erreur relative (%)
HF125	1560	22	17,7	26,0	123,0	120,0	2,5
SMF	1560	316	13,8	1,37	19,2	18,4	4,3
NZDSF	1560	2050	1,1	2,0	5,2	5,1	2,0

TAB. 3.2 – Résultats de mesures de dispersion par la méthode de compression pour les fibres HF125, SMF et NZDSF.

et donc à une puissance crête  $P_c = 5,7$  W. En introduisant le coefficient non-linéaire  $\gamma$  de 26 W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> dans la formule (3.7), une valeur de dispersion  $D = 120$  ps/nm/km a été trouvée.

Nous avons comparé cette valeur à la valeur obtenue par Dominique Le Duc de l'IREENA à Nantes par la méthode dite "optical low coherence reflectometry" (OLCR). Le principe de cette méthode est présenté dans les références [126, 127]. Nous constatons, sur la figure 3.25, un bon accord entre les deux mesures.

Pour valider notre méthode dans d'autres cas, nous avons refait des mesures pour la même fibre HF125 mais avec une autre durée d'impulsion ( $T_0 = 9,9$  ps). Nous avons également appliqué notre méthode à deux autres types de fibres : 300 m de fibre SMF et 2 km de fibre NZDSF.

Les résultats de ces mesures sont présentées dans le tableau (3.2).

Nous confirmons que l'écart entre les valeurs mesurées grâce à notre méthode et les valeurs de référence  $D_{\text{référence}}$  (données par le constructeur ou mesurées par l'IREENA) est

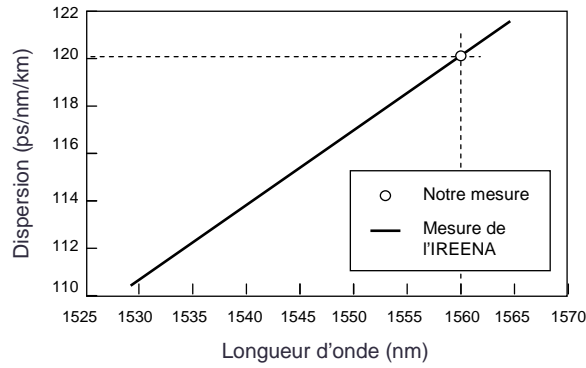


FIG. 3.25 – Courbe de dispersion de la fibre HF125 mesurée par la méthode OLCR par l'IREENA, Nantes et notre résultat de mesure.

inférieure à 5%.

### 3.2.5 Mesure simultanée de la dispersion et du coefficient non-linéaire

Dans la littérature, plusieurs méthodes existent pour mesurer séparément le coefficient non-linéaire [128–132] ou la dispersion [133–135]. Quelques méthodes permettent également de mesurer simultanément la dispersion et la non-linéarité de la fibre. Ces méthodes sont basées sur le mélange à quatre ondes [136, 137] et l'effet d'instabilité de modulation [138, 139] qui ne sont valables que pour des fibres à faible valeur de dispersion (autour du zéro de dispersion). La seule méthode permettant de mesurer ces deux paramètres pour une grande gamme de dispersion est une méthode basée sur la connaissance de la phase et de l'intensité de l'impulsion [140] à l'aide d'un dispositif FROG (Frequency-Resolved Optical-Gating). Toutefois, cette méthode requiert des simulations numériques supplémentaires pour obtenir les résultats. Une méthode qui permettrait de mesurer simplement et efficacement la dispersion et le coefficient non-linéaire de fibres optiques serait donc d'un grand intérêt, notamment pour les laboratoires de recherche.

Pour le moment, la méthode que nous venons de décrire ne nous permet de mesurer qu'une seule des deux valeurs ( $D$  ou  $\gamma$ ) car elle est basée sur une seule relation reliant  $D$  à  $\gamma$  (équation (3.7) ou (3.8)). Si nous voulons avoir la possibilité de mesurer les deux paramètres en même temps, il nous faut une relation supplémentaire reliant  $D$  et  $\gamma$ . C'est ce que nous allons étudier dans le paragraphe suivant.

#### 3.2.5.1 Le principe

En complément de l'équation approchée (3.6) (dans notre méthode, elle est remplacée par le système (3.12)), la référence [125] donne une autre équation approchée concernant le facteur de compression de l'impulsion au moment de la compression maximale :

$$F_c \approx 4,1N \quad (3.13)$$

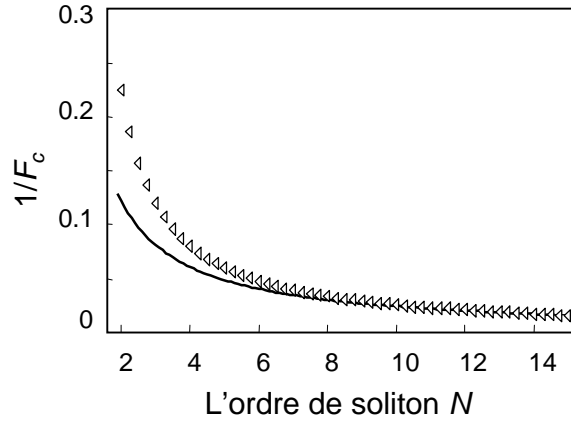


FIG. 3.26 – Relation exacte (triangles) et relation approchée (ligne continue) entre  $1/F_c$  et  $N$ .

où  $F_c$  est défini comme le rapport entre la largeur à mi-hauteur de l'impulsion en entrée de la fibre et celle de l'impulsion en sortie de fibre.

L'équation (3.13) indique que le facteur de compression maximal  $F_c$  ne dépend que de l'ordre soliton  $N$ . Ceci nous fournit une précieuse information puisqu'elle nous permet de déduire la valeur de  $N$  de la mesure du facteur de compression maximal en sortie de fibre. Grâce à cette valeur de  $N$  mesurée et à la mesure de  $P_c$  nous pouvons déduire  $D$  en appliquant une des équations du système (3.12). Enfin, les valeurs de  $N$ ,  $D$  et  $P_c$  permettent de déduire  $\gamma$  d'après les relations (3.3) et (3.4).

En théorie, les formules (3.12) et (3.13) nous permettent donc de déduire  $D$  et  $\gamma$  des mesures de  $P_c$  et  $F_c$ . Cependant, la procédure que nous allons appliquer est un peu différente pour les raisons que nous allons détailler maintenant.

La formule empirique (3.13) n'est en fait réellement valable que pour  $N > 10$ . Ceci est clairement visible sur la figure 3.26 qui présente  $1/F_c$  en fonction de  $N$  dans le cas exact (numérique) et le cas de la formule (3.13).

D'autre part, le facteur de compression auquel nous avons habituellement accès pendant les expérimentations est le rapport entre la largeur de la trace d'autocorrélation de l'impulsion en entrée et la largeur de la trace d'autocorrélation de l'impulsion compressée en sortie. Ce facteur est différent du facteur de compression résultant du rapport entre les impulsions réelles (sans autocorrélateur). On appellera  $F_a$  le facteur de compression d'autocorrélation. La figure 3.27 illustre un exemple de traces d'auto-corrélation d'une impulsion en entrée et d'une impulsion en sortie dans une simulation de compression de soliton.

Par ailleurs nous avons découvert que, non seulement le facteur de compression mais également la forme normalisée de l'impulsion, ne dépendait que de  $N$ . Nous entendons par forme normalisée d' l'impulsion, une normalisation de l'impulsion compressée par rapport à sa puissance crête et par rapport à  $T_0$ . Ceci implique que le paramètre  $R_a$ , défini comme le rapport entre l'intensité du pic central de la trace d'autocorrélation de l'impulsion et l'intensité des pics secondaires de la trace d'autocorrélation de l'impulsion, ne dépend que

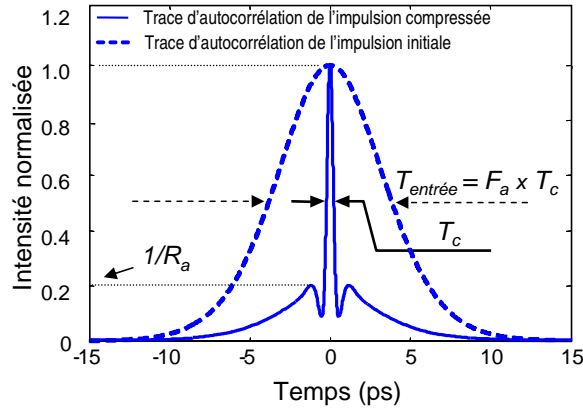


FIG. 3.27 – Exemple de trace autocorrélation d'impulsion en entrée et d'impulsion compressée ainsi que la définition des paramètres  $F_a$ ,  $R_a$ .

de  $N$ .

La mesure de  $R_a$  peut donc nous fournir une information supplémentaire pour mesurer  $N$ . Nous utiliserons cette information redondante pour améliorer la précision de notre méthode.

Puisque  $F_a$  et  $R_a$  sont des paramètres pertinents et accessibles par la mesure, nous avons choisi de rechercher les formules empiriques permettant de déterminer  $L/z_0$  en fonction de  $F_a$  et  $R_a$  [123, 141]. Les formules sont les suivantes :

$$\frac{L}{z_0} \approx -\frac{3,224}{F_a^3} + \frac{3,373}{F_a^2} + \frac{1,774}{F_a} - 0,007, \quad (3.14)$$

$$\frac{L}{z_0} \approx -\frac{9,775}{R_a\sqrt{R_a}} + \frac{18,075}{R_a} - \frac{11,347}{\sqrt{R_a}} + 2,438. \quad (3.15)$$

La relation (3.14) possède une précision de quelques pourcents pour  $F_a < 80$  et la relation (3.15) possède une précision de quelques pourcents pour  $R_a > 2,7$ . La figure 3.28.a et la figure 3.28.b représentent les solutions exactes et approximatives de  $L/z_0$  en fonction de  $F_a$  et  $R_a$  respectivement.

La méthode que nous proposons fonctionne comme suit : pour une longueur donnée  $L$  de fibre et pour une impulsion de type sécante hyperbolique de durée  $T_0$  à la longueur d'onde  $\lambda_0$ , en ajustant la puissance de l'impulsion en entrée de la fibre, nous obtenons un ordre soliton  $N$  qui conduit à la compression maximale de l'impulsion. Nous avons alors deux méthodes pour remonter à la valeur de  $L/z_0$ . Ou bien on mesure  $F_a$  et on utilise l'équation (3.14) pour calculer  $L/z_0$  (méthode A), ou bien on mesure  $R_a$  et on utilise l'équation (3.15) pour calculer  $L/z_0$  (méthode B). Les valeurs de  $L/z_0$  obtenues en utilisant la méthode A ou B seront appelées  $x_A$  et  $x_B$  respectivement. Théoriquement, les valeurs  $x_A$  et  $x_B$  sont identiques et peuvent être employées indifféremment pour déterminer la valeur de  $D$  d'après l'équation (3.5) :

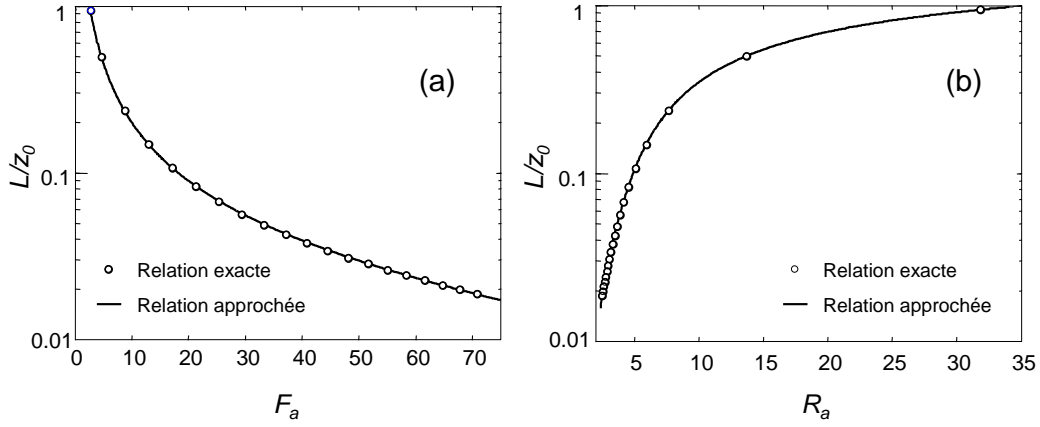


FIG. 3.28 – Evolution de  $L/z_0$  en fonction de  $F_a$  (a) et en fonction de  $R_a$  (b).

$$D = x_i \left( \frac{\pi T_0}{\lambda_0} \right)^2 \frac{c}{L} \quad (3.16)$$

avec  $i = A$  ou  $B$ .

La valeur de  $L/z_0$  est ensuite utilisée pour déterminer la valeur de  $N$  d'après la relation (3.12). Puis, en connaissant  $D$  et  $N$ , la mesure additionnelle de  $P_c$  conduit à la valeur de  $\gamma$  d'après l'équation (3.3)

$$\gamma = \left( \frac{N\lambda_0}{T_0} \right)^2 \frac{D}{2\pi c P_0} \quad (3.17)$$

En réalité, les deux valeurs de  $D$  obtenues par la méthode A et par la méthode B (nous les appellerons  $D_A$  et  $D_B$  respectivement) peuvent être différentes parce qu'elles sont obtenues en utilisant les relations approchées (3.14) et (3.15). De plus, dans ces relations, l'impact de l'atténuation, de la dispersion d'ordre trois et des effets non-linéaires d'ordre supérieur n'est pas inclus. Dans le prochain paragraphe, nous allons étudier l'impact de ces effets sur la précision des méthodes.

### 3.2.5.2 Validation numérique des méthodes proposées

Dans un premier temps, et d'une manière similaire à celle du paragraphe 3.2.4.3, nous allons évaluer l'erreur entre les valeurs mesurées de  $D$  et  $\gamma$  et les valeurs théoriques, et ceci pour chacune des deux méthodes A et B.

Nous examinerons en premier lieu le cas d'une propagation sans pertes et sans effets d'ordre supérieur.

Nous considérons une impulsion en entrée de type sécante hyperbolique de durée  $T_{FWHM} = 5$  ps, se propageant dans une fibre de coefficient non-linéaire  $\gamma = 2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

Tout d'abord, nous fixons la dispersion de la fibre à  $5 \text{ ps/nm/km}$  et nous varions la puissance crête de l'impulsion ainsi que la longueur  $L$  de fibre pour obtenir l'état de compression maximale sur une plage de valeurs de  $N$  compris entre 2 et 20.



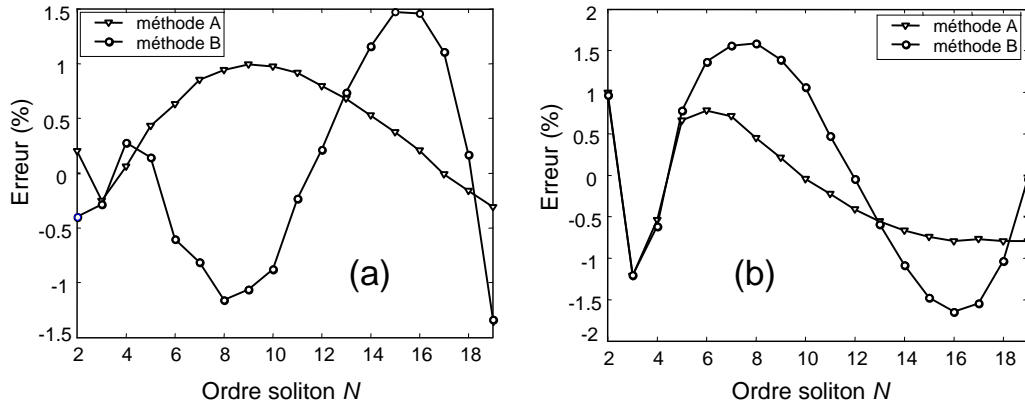


FIG. 3.29 – Erreur calculée par chacune des deux méthodes en fonction de l'ordre soliton pour estimer la dispersion (a) et le coefficient non-linéaire (b) à partir du modèle numérique.

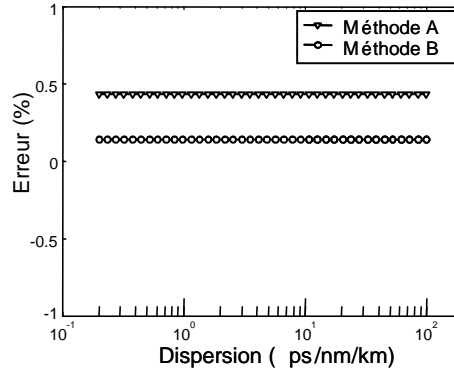


FIG. 3.30 – Erreur obtenue par chacune des deux méthodes en fonction de la dispersion pour estimer la dispersion à partir du modèle numérique. L'ordre soliton est fixé à  $N = 5$ .

L'erreur sur la mesure de  $D$ , définie par l'équation (3.9), est calculée en fonction de  $N$ . L'erreur sur la mesure de  $\gamma$  est définie par une manière similaire et est également calculée en fonction de  $N$ . Ces erreurs sont représentées par la figure 3.29.

Lorsque  $N$  varie de 2 à 19, nous constatons que les erreurs relatives entre les valeurs de dispersion et entre les valeurs du coefficient non-linéaire varient entre  $-1,5\%$  et  $+1,5\%$  pour les deux méthodes A et B. Ces erreurs viennent des approximations des relations (3.12), (3.14) et (3.15). Pour simplifier, par la suite, nous ne parlons que de l'erreur sur la mesure de dispersion. En effet, nous avons vérifié que l'erreur sur la mesure du coefficient non-linéaire est toujours du même ordre que celle de la mesure de dispersion.

Nous allons ensuite examiner l'erreur de mesure en fonction de la valeur de la dispersion. Nous fixons un ordre soliton quelconque, par exemple  $N = 5$ , en faisant varier le paramètre de dispersion  $D$  entre  $0,2$  ps/nm/km et  $100$  ps/nm/km.

Les résultats, présentés sur la figure 3.30, montrent que l'erreur est faible et constante pour chacune des deux méthodes.

Nous allons maintenant examiner l'influence des effets d'ordre supérieur sur la précision

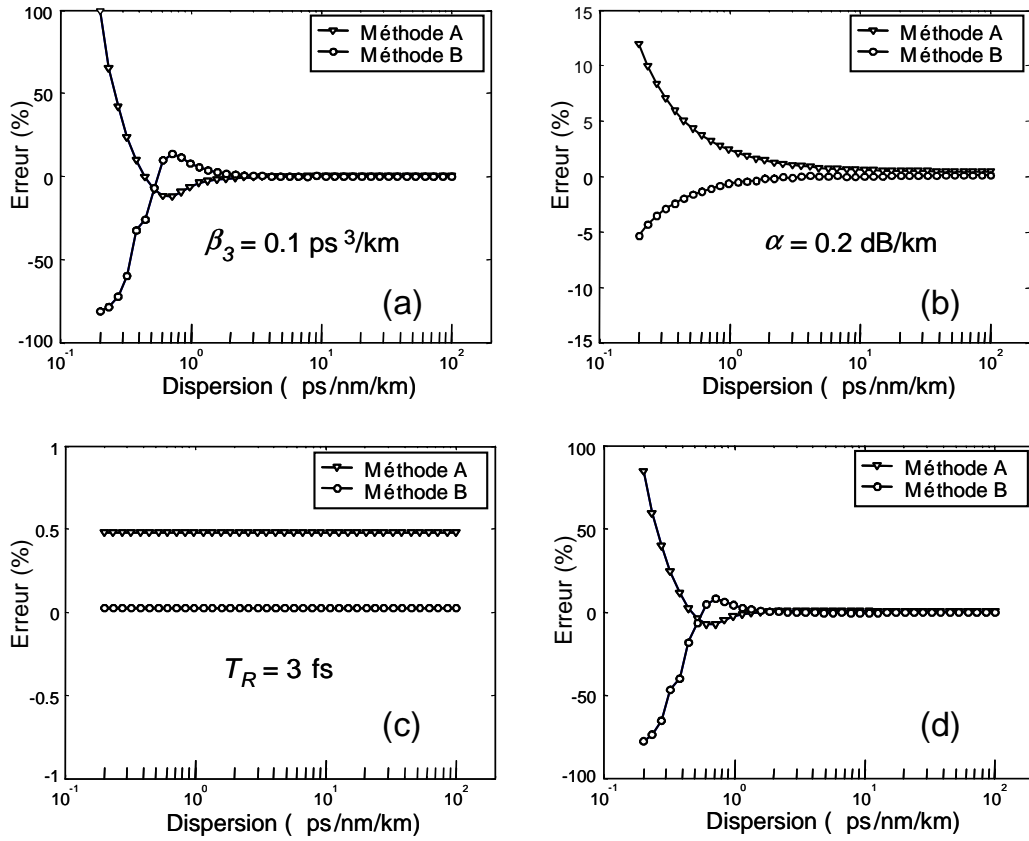


FIG. 3.31 – Erreur obtenue par chacune des deux méthodes en prenant en compte (a) la dispersion de troisième ordre, (b) l'atténuation, (c) les effets non-linéaires d'ordre supérieur (d) et chacun de ces trois effet en même temps.

de notre mesure. Nous fixons l'ordre soliton à  $N = 5$  pour comparer plus facilement avec les résultats du cas précédent. Nous allons examiner les cas où nous prenons en compte successivement (i) la dispersion de troisième ordre, (ii) les pertes, (iii) l'auto-raïdissement et la réponse Raman et (iv) tous les effets précédents simultanément. L'erreur faite en employant la méthode A ou la méthode B est rapportée dans la figure 3.31 en fonction de la dispersion pour les différents cas.

L'analyse de la figure 3.31 nous amène à quelques remarques :

- La dispersion d'ordre trois affecte le résultat seulement dans la gamme des faibles dispersions  $D < 1$  ps/nm/km (figure 3.31.a). En effet, on sait que la dispersion d'ordre trois a un effet néfaste sur la compression d'impulsions [22], en particulier quand la dispersion du second ordre peut être négligée.
- L'atténuation de la fibre affecte aussi le résultat uniquement dans la gamme des faibles dispersions  $D < 1$  ps/nm/km (figure 3.31.b). Ceci est expliqué par le fait que, quand  $D$  diminue, la longueur de dispersion  $L_D$  devient plus grande. La compression optimale a besoin de plus de longueur de fibre. Dans ce cas, l'atténuation ne peut plus être négligée.

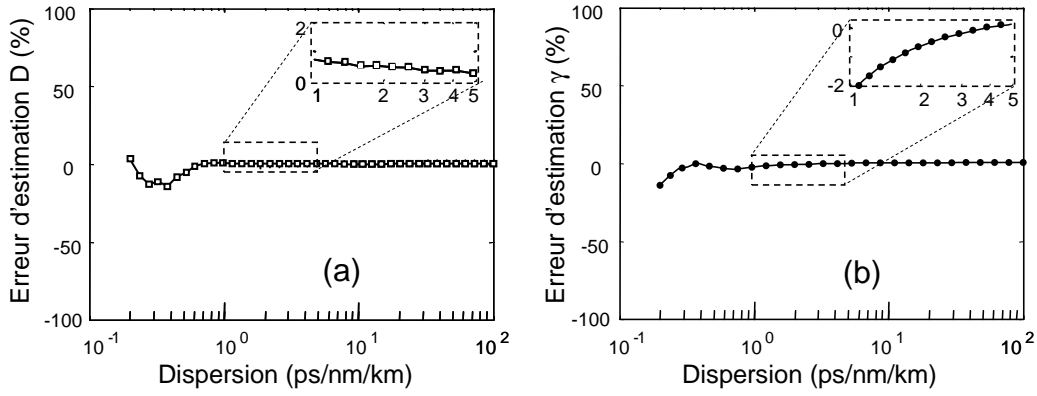


FIG. 3.32 – Erreur d'estimation de  $D$  (a) et  $\gamma$  (b) obtenue par la moyenne des résultats calculés par les deux méthodes.

- Les effets non-linéaires d'ordre supérieur n'affectent pas de manière significative les résultats de la mesure dans le cas d'impulsions picosecondes (figure 3.31.c).
- Lorsque les pertes et la dispersion d'ordre trois ont une influence nuisible sur la précision de la mesure, les erreurs occasionnées par chacune des deux méthodes (A et B) sont de signe opposé. Ceci peut s'expliquer comme suit : quand une impulsion en sortie est plus compressée que dans le cas idéal (la mesure de  $F_a$  est surestimée), la qualité de l'impulsion compressée diminue [22] (le pic principal est plus bas et les pics secondaires sont plus hauts). Ceci conduit à une sous-estimation de la valeur mesurée de  $R_a$ . Réciproquement, quand une impulsion en sortie est moins compressée que le cas idéal,  $F_a$  est sous-estimé et  $R$  est surestimé.

Afin de minimiser l'erreur occasionnée par l'une ou l'autre des méthodes nous proposons de faire une moyenne des résultats obtenus par chacune des deux méthodes. L'erreur résiduelle commise est représentée en fonction de  $D$  sur la figure 3.31.d dans le cas suivant :  $\beta_3 = 0,1 \text{ ps}^3/\text{km}$ ,  $\alpha = 0,2 \text{ dB/km}$ ,  $T_R = 3 \text{ fs}$ . La figure 3.32.a montre l'erreur résiduelle obtenue en faisant la moyenne des deux méthodes. La valeur moyenne de la dispersion  $D_{\text{moy}} = (D_A + D_B)/2$  est estimée avec une précision meilleure que 2% pour  $D \geq 0,5 \text{ ps/nm/km}$ .

Il existe deux manières de calculer le coefficient non-linéaire moyen : (i) soit nous calculons  $N_A$  et  $N_B$  (correspondant à  $D_A$  et  $D_B$ ), puis  $\gamma_A$  et  $\gamma_B$  (selon l'équation (3.17)) et prenons la moyenne de ces deux valeurs, (ii) soit nous utilisons la valeur  $D_{\text{moy}}$  pour trouver  $N_{\text{moy}}$  (grâce à l'équation (3.12)) et calculons  $\gamma_{\text{moy}}$  d'après l'équation (3.17). Nous avons observé que, dans la plupart des cas, la deuxième manière de calculer le coefficient non-linéaire conduit à une meilleure précision que la première. De plus, ce calcul donne le même ordre d'erreur que celle de la mesure de dispersion (figure 3.32.b).

En outre, faire la moyenne des résultats des méthodes A et B offre un autre avantage. En effet, quand notre méthode exige la détermination exacte de la puissance  $P_c$  pour laquelle la compression maximale est réalisée, tout ajustement inexact de la valeur de  $P_c$  peut affecter

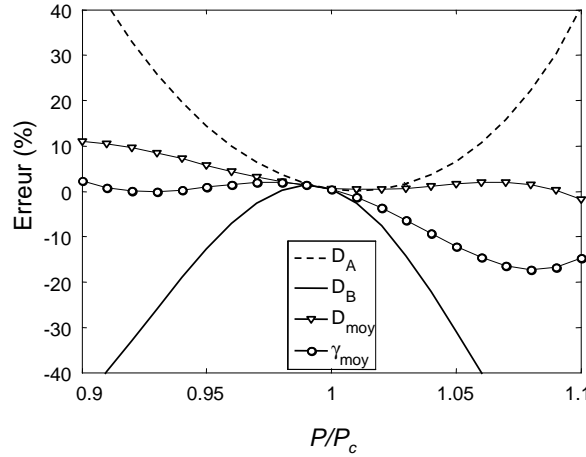


FIG. 3.33 – Erreur d'estimation de  $D$  et  $\gamma$  en fonction de puissance crête pour les deux méthodes et la moyenne des deux méthodes.

les résultats de la mesure. Dans la figure 3.33, nous montrons comment les erreurs relatives de quelques pourcents, en ce qui concerne la mesure de  $P_c$ , affectent les valeurs de la dispersion mesurée en utilisant les deux méthodes (ligne continue pour la méthode A et ligne discontinue pour la méthode B). Nous notons que les erreurs sur la puissance  $P_c$  de plus de 10% peuvent causer des erreurs sur la dispersion de plus de 40%. Nous notons également que les erreurs des deux méthodes sont encore de signe opposé. Sur la figure 3.33, nous avons également représenté les erreurs sur la dispersion et sur le coefficient non-linéaire en faisant la moyenne de la méthode A et de la méthode B. Dans ce cas, les erreurs sont considérablement réduites. Nous en concluons que faire la moyenne des deux méthodes donne également une plus grande tolérance pour ajuster la puissance du maximum de compression.

### 3.2.5.3 Mesures expérimentales

Le schéma du montage permettant la mesure simultanée de  $D$  et  $\gamma$  est le même que celui qui permet de mesurer  $D$  connaissant  $\gamma$ , ou inversement (figure 3.24). La procédure est également identique. Nous capturons environs dix traces d'autocorrélation autour du point de compression maximale. Puis nous choisissons la trace correspondant à la compression maximale. Ce choix est basé non seulement sur le facteur de compression  $F_a$  mais également sur le paramètre  $R_a$ . En effet, nous avons observé une tendance d'évolution similaire de  $F_a$  et  $R_a$  en fonction de la puissance crête autour de  $P_c$  : lorsque  $F_a$  est maximal,  $R_a$  est également maximal.

Nous avons testé notre méthode sur trois types de fibres différents : NZDSF, SMF et HF125. La figure 3.34 représente les traces d'autocorrélation en entrée et en sortie pour chacune des trois fibres. Les résultats de mesure sont résumés dans le tableau (3.3).

Comparons les résultats de mesure de dispersion  $D_{moy}$  et de coefficient non-linéaire  $\gamma_{moy}$  dans ce tableau avec des valeurs de dispersion fournies par les fabricants ou mesurées par l'IREENA (NZDSF :  $D = 5,1$  ps/m/km, SMF :  $D = 18,4$  ps/m/km, HF125 :  $D = 120$

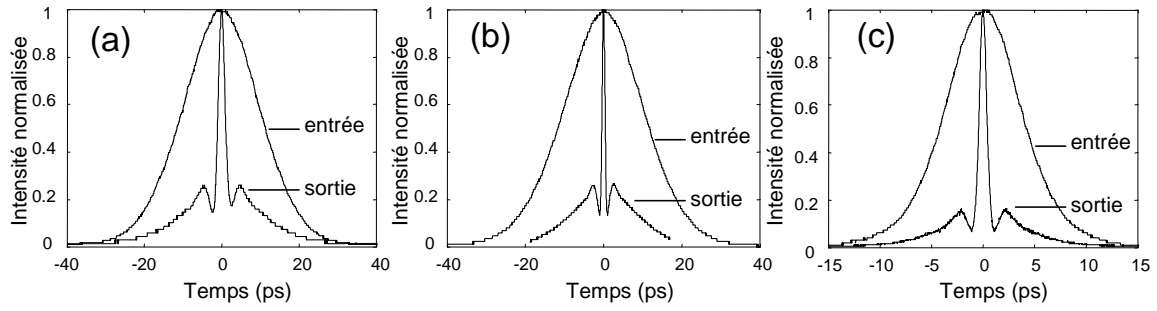


FIG. 3.34 – Traces d'autocorrélation en entrée et en sortie pour (a) la NZDSF, (b) la SMF and (c) la HF125.

Fiber	$L$ (m)	$T_0$ (ps)	$F_a$	$R_a$	$D_A$ (*)	$D_B$ (*)	$D_{moy}$ (*)	$N_{moy}$	$P_c$ (W)	$\gamma_{moy}$ (**)
NZDSF	2050	8,6	10,9	3,8	7,9	2,4	5,2	4,7	1,1	1,8
SMF	304	8,5	26,2	3,8	18,9	15,4	17,2	7,9	13,5	1,4
HF125	22	3,2	9,9	7,6	112,4	128,5	120,4	3,1	5,7	27,

TAB. 3.3 – Les mesures de la dispersion et la non-linéarité utilisant la méthode de compression pour trois types de fibre. (\*) : unité de la dispersion en ps/nm/km. (\*\*) : unité du coefficient non-linéaire en  $W^{-1}km^{-1}$ .

ps/m/km) et avec les valeurs du coefficient non-linéaire mesurées en utilisant l'aire effective (NZDSF :  $\gamma = 2 W^{-1}km^{-1}$ , SMF :  $\gamma = 1,4 W^{-1}km^{-1}$ , HF125 :  $\gamma = 26 W^{-1}km^{-1}$ ). Nous trouvons un bon accord entre les valeurs mesurées et les valeurs théoriques. Pour la fibre NZDSF, alors que la valeur de dispersion moyenne mesurée est très proche de la valeur de référence, nous constatons que chaque valeur déterminée par la méthode A et B est assez loin de la valeur moyenne (environ 50%). Nous supposons que ces écarts viennent de l'inexactitude de l'évaluation de la puissance optimale. Heureusement, ces écarts se réduisent par l'opération de moyennage. L'intérêt de procéder au moyennage des méthodes A et B prend ici tout son sens.

Nous avons également fait des mesures de  $D$  et  $\gamma$  sur la fibre HF92 pour plusieurs longueurs d'onde ( $1550 nm < \lambda < 1560 nm$ ). La figure 3.35.a présente les résultats de la mesure de  $D$  en fonction de  $\lambda$ . Sur cette figure, nous présentons également les valeurs de dispersion mesurées par l'IREENA (valeurs de référence). La figure 3.35.b présente les résultats de la mesure de  $\gamma$  en comparaison de la mesure de  $\gamma$  par la méthode du champ lointain (valeurs de référence).

Enfin, en utilisant notre méthode pour les autres fibres FMS, nous avons obtenu les résultats résumés dans le tableau 3.4. La longueur d'onde utilisée dans les mesures est autour de 1550 nm. Nous constatons que tous les résultats obtenus sont en bon accord avec des valeurs de référence.

Pour le cas de la fibre HF96, nous n'avons pas constaté l'effet de compression d'impulsion dans la fibre. Ce fait implique que cette fibre n'a pas une dispersion positive autour de 1550

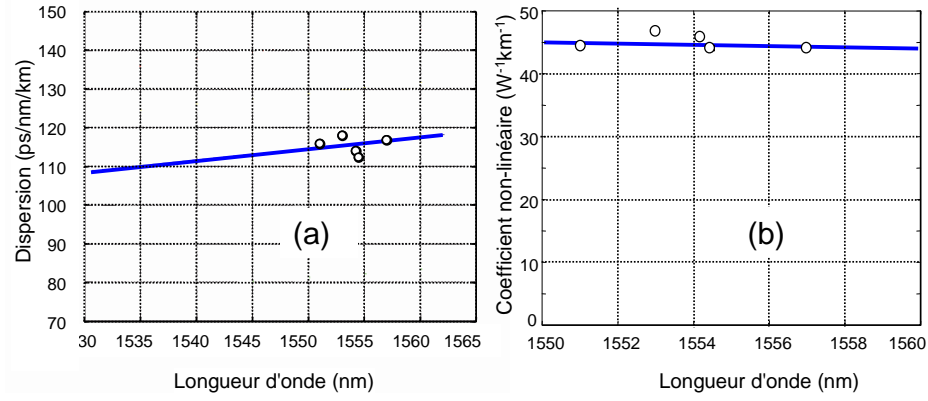


FIG. 3.35 – Résultats de mesure de la dispersion (a) et du coefficient non-linéaire (b) de la fibre HF92 par la méthode de compression (points), comparé aux valeurs de référence (ligne continue) en fonction de la longueur d'onde.

Fibre	$\gamma_{\text{mesuré}}$ (W <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> )	$\gamma_{\text{ref}}$ (W <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> )	$D_{\text{mesuré}}$ (ps/nm/km)	$D_{\text{ref}}$ (ps/nm/km)
HF125	27,0	26,0	120,4	120,0
HF100	53,2	53	165,5	150,0
HF96	-	38,3	-	-20
HF92	44,0	44,2	112,5	115

TAB. 3.4 – Résultats des mesures de la dispersion et du coefficient non-linéaire des fibres FMS.  $\gamma_{\text{ref}}$  est mesuré par la méthode de champ lointain ;  $D_{\text{ref}}$  est mesurée par IREENA.

nm.

### 3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les caractérisations de fibres optiques fortement non-linéaires fabriquées par PERFOS et l'EVC dans le cadre des projets ECOFON et FUTUR.

A cette occasion, nous avons participé aux premières caractérisation opto-géométriques et non-linéaires des fibres microstructurées en verre de chalcogénure [87, 88]. Les fibres les plus prometteuses sont les fibres FMC  $\text{As}_2\text{Se}_3$  qui présentent un coefficient non-linéaire record de l'ordre de  $2\,000\,\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . Pour l'instant les pertes de ces fibres sont encore trop importantes pour pouvoir les utiliser dans des dispositifs de télécommunications (de l'ordre de 10 dB/m). Toutefois, à la lumière des progrès déjà effectués par PERFOS et l'EVC sur la maîtrise de la fabrication de ces fibres non conventionnelles [114, 120, 142], nous sommes optimistes quand à la possibilité d'utiliser bientôt des fibres possédant des pertes de l'ordre de 1 dB/m. Ces travaux se poursuivent actuellement dans le cadre du projet FUTUR.

Nous avons également caractérisés les fibres microstructurées en verre de silice fabriquées par PERFOS. Ces fibres sont innovantes de part leur faible atténuation associée à leur forte non-linéarité. Elles nous ont permis de faire la démonstration d'un gain Raman record de 8,3 dB/W dans 735 m de fibre [119]. Des améliorations doivent encore être apportées concernant la maîtrise de la géométrie au cours du fibrage pour permettre la réalisation de fibres non-linéaires à dispersion contrôlée. En effet, comme nous le verrons au cours du prochain chapitre, des valeurs de dispersion faiblement négatives sont nécessaires à la réalisation de régénérateurs optiques efficaces.

Enfin, nous avons proposé et démontré l'efficacité d'une nouvelle méthode permettant de mesurer la dispersion positive d'une fibre optique quelconque [143] ainsi que d'une méthode, inspirée de la précédente, permettant de mesurer simultanément la dispersion positive et le coefficient non-linéaire d'une fibre optique quelconque [122, 123, 141]. Ces méthodes sont basées sur le phénomène de compression soliton. Elles ont été expérimentées sur les fibres FMS issus du projet ECOFON ainsi que sur des fibres plus conventionnelles de type SMF et NZ-DSF.

Dans le prochain chapitre, nous allons présenter quelques résultats originaux concernant un régénérateur optique utilisant de la fibre optique non-linéaire.

## Chapitre 4

# La régénération optique à base de fibres optiques non-linéaires

Un des objectifs de ces travaux de thèse est la démonstration de régénérateurs optiques à base de fibres optiques non-linéaires. Dès le début de la thèse, nous nous sommes intéressés à la modélisation d'un des régénérateurs optiques les plus séduisants : le régénérateur dit "de Mamyshev". Nous présentons dans le paragraphe 4.1 le principe de ce régénérateur.

Dans le paragraphe 4.2 nous présentons les résultats de notre étude théorique. Nous commençons par étudier la fonction de transfert du régénérateur en fonction des caractéristiques de la fibre non-linéaire. Notre étude aboutit à la présentation d'un abaque permettant de qualifier simplement des fibres non-linéaires en vue de leur utilisation dans un régénérateur de Mamyshev à 40 Gbit/s. Nous proposons ensuite une étude théorique du régénérateur de Mamyshev en terme d'amélioration du facteur  $Q$ . Nous mettons en évidence un désaccord entre l'approche consistant à étudier la fonction de transfert du régénérateur et l'approche consistant à évaluer l'amélioration du facteur  $Q$ . Nous proposons une explication à ce désaccord.

Le paragraphe 4.3 est dédié aux études expérimentales du régénérateur de Mamyshev dans sa configuration la plus simple, c'est-à-dire la configuration simple-étage. Nous commençons par l'étude expérimentale de fonctions de transfert et poursuivons par l'étude de l'amélioration du facteur de qualité du signal. A cette occasion nous mettons en évidence le rôle néfaste de l'effet Brillouin et du mélange à quatre ondes dans le régénérateur de Mamyshev. Nous proposons une solution permettant de réduire ces effets, elle est basée sur l'utilisation d'un compresseur d'impulsions dans une configuration double-étage.

Le paragraphe 4.4 présente les résultats expérimentaux du régénérateur de Mamyshev dans sa configuration double-étage. Nous faisons la démonstration de l'efficacité d'une nouvelle configuration de régénérateur, incluant un compresseur d'impulsions.



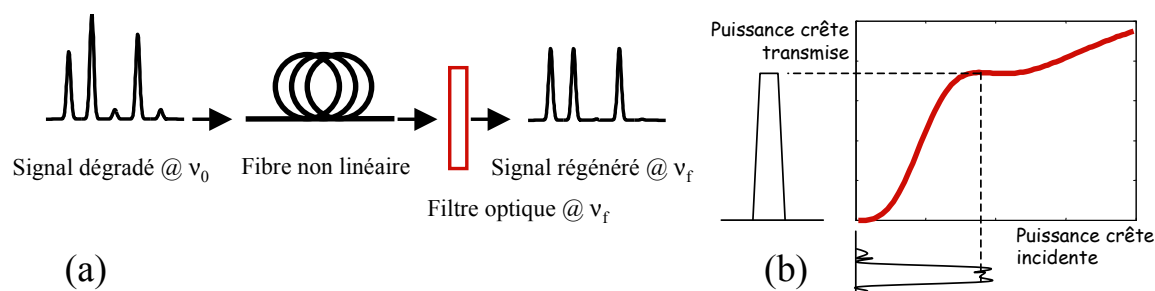


FIG. 4.1 – (a) Principe du régénérateur de Mamyshev, (b) fonction de transmission du régénérateur.

## 4.1 Le régénérateur de Mamyshev

### 4.1.1 Principe de base du régénérateur

En 1998, une des méthodes les plus séduisantes pour effectuer la régénération optique a été proposée par P. V. Mamyshev [12]. Le schéma du régénérateur est représenté sur la figure 4.1(a). Il est composé d'une fibre non-linéaire et d'un filtre optique.

L'effet Kerr, exacerbé dans la fibre optique non-linéaire, génère, par auto modulation de phase, des fréquences en dehors du spectre initial situé autour de  $\nu_0$ . Plus l'intensité optique est importante et plus les fréquences sont décalées. Seules les intensités atteignant un niveau suffisant sont transmises par le filtre centré en  $\nu_f$ . Ce dispositif agit donc comme une porte optique non linéaire, dont la courbe de transmission non-linéaire est donnée sur la figure 4.1(b). Grâce à ce dispositif, le bruit sur les "0" et sur les "1" se trouve considérablement réduit. La largeur temporelle des impulsions en sortie du régénérateur est déterminée par la largeur du filtre de sortie.

On note que ce dispositif provoque une conversion de longueur d'onde du signal à régénérer. Si la conversion de longueur d'onde peut être un avantage dans certains cas (lorsqu'on associe à la fonction de régénération une fonction de routage optique par exemple), elle peut s'avérer gênante dans le cas où la seule fonction de régénération, transparente à la longueur d'onde, est recherchée. Pour éviter le phénomène de conversion de longueur d'onde, Mamyshev propose de cascader deux régénérateurs identiques mais de décalage fréquentiel opposé. Ceci permet de revenir à la longueur d'onde initiale. Nous appellerons cette configuration de régénérateur "double-étage" par opposition à la configuration "simple-étage" où la conversion de longueur d'onde n'est pas évitée.

La force de ce dispositif est sa simplicité et sa rapidité, associée au fait que c'est un composant entièrement passif, donc peu coûteux. Avec un temps de réponse de quelques femtosecondes seulement, l'effet Kerr n'est pas pénalisant. Il n'existe donc aucune contre-indication à utiliser cette technique dans les futurs systèmes à 160 Gbit/s et plus.

Nous allons maintenant présenter quelques résultats significatifs obtenus par différents groupes. Ils concernent des études aussi bien expérimentales que théoriques du régénérateur

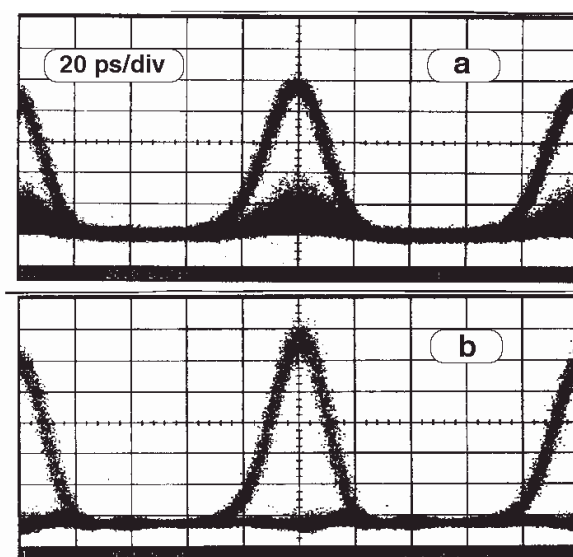


FIG. 4.2 – Diagramme de l’œil du signal en entrée (a) et en sortie (b) du régénérateur à base de 8 km de fibre DSF, d’après [12].

de Mamyshev.

#### 4.1.2 Démonstrations expérimentales du régénérateur de Mamyshev

En 1998, Mamyshev a utilisé 8 km de fibre DSF pour une première démonstration de régénération à 10 Gbit/s [12]. La figure 4.2.a représente le diagramme de l’œil du signal en entrée du régénérateur ( $T_{FWHM} = 20$  ps) et la figure 4.2.b présente le diagramme de l’œil du signal régénéré dans une configuration simple-étage. L’efficacité du dispositif est démontrée grâce à une meilleure ouverture du diagramme de l’œil en sortie par rapport au diagramme de l’œil en entrée.

En 2002, Raybon *et al.* associent, à une configuration double-étage, une modulation synchrone (afin de diminuer la gigue temporelle) pour réaliser une régénération complète à 40 Gbit/s ( $T_{FWHM} = 7$  ps) [13]. Grâce à l’utilisation d’une boucle à recirculation de 400 km, les auteurs démontrent une transmission sans erreur du signal sur un million de kilomètres. La figure 4.3 montre l’évolution du TEB en fonction du seuil de décision après une transmission sur 10 000 km, 40 000 km, 100 000 km et 1 000 000 km.

L’efficacité du régénérateur est démontrée dans la mesure où, quelle que soit la longueur de transmission, le TEB reste inférieur à  $10^{-10}$  pour une certaine plage du seuil de décision.

La fibre non-linéaire utilisée possède une dispersion de  $-0,5$  ps/nm/km et une longueur de 2 km à 2,5 km. Les auteurs ne mentionnent pas la valeur du coefficient non-linéaire.

Depuis ces premières démonstrations, plusieurs groupes se sont consacrés à l’optimisation des paramètres du régénérateur de Mamyshev et à sa conception au moyen de fibres fortement non-linéaires :

- En 2004, Her *et al.* ont utilisé une fibre non-linéaire en silice pour démontrer une

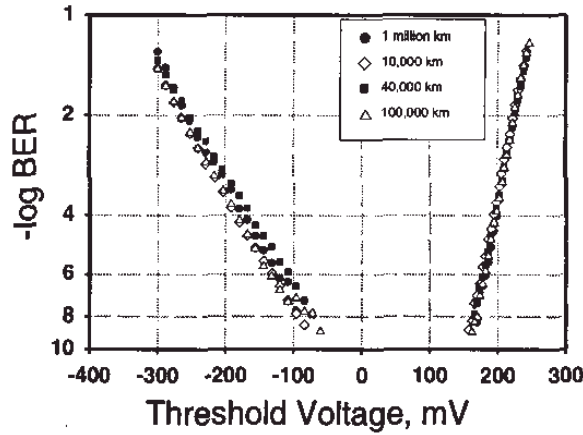


FIG. 4.3 – Evolution du TEB en fonction du seuil de décision après 10 000 km, 40 000 km, 100 000 km et 1 000 000 km à 40 Gbit/s, d'après [13].

amélioration du facteur  $Q$  de 1,5 dB avec un régénérateur à 40 Gbit/s ( $T_{FWHM} = 6,25$  ps) [144]. La fibre utilisée avait les caractéristiques suivantes :  $L = 2,5$  km,  $D = -0,7$  ps/nm/km,  $\alpha = 0,6$  dB/km,  $\gamma = 8,4$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>.

- En 2006, Parmigiani *et al.* démontrent la régénération à 10 Gbit/s et à 40 Gbit/s en utilisant 2 m de fibre non-linéaire en oxyde de bismuth avec  $\gamma = 1\,100$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>,  $D = -260$  ps/nm/km et  $\alpha = 0,9$  dB/m) [145]. Les auteurs montrent une amélioration de la sensibilité du récepteur de 5 dB à 10 Gbit/s et de 2 dB à 40 Gbit/s. La durée des impulsions en entrée est de 1,4 ps pour assurer une puissance crête suffisante avec 31 dBm de puissance moyenne. La durée du signal en sortie est de 6 ps, définie par un filtre décalé de 3,9 nm.
- Pour éviter d'avoir à cascader deux régénérateurs utilisant deux fibres différentes, Matsumoto propose en 2006 une configuration bidirectionnelle où la même fibre est utilisée pour les deux étages de régénération à 10 Gbit/s ( $T_{FWHM} = 4,3$  ps) [146]. Il s'agit d'une fibre non-linéaire de 1,8 km avec  $D = -0,35$  ps/nm/km,  $\alpha = 0,52$  dB/km,  $\gamma = 16,2$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>. Les auteurs annoncent une très forte amélioration du taux d'extinction du signal en sortie par rapport au signal à l'entrée du régénérateur.
- Plus récemment, Provost *et al.* ont démontré la possibilité d'utiliser la configuration bidirectionnelle où la même fibre est utilisée pour régénérer deux canaux ( $\lambda_1 = 1549,7$  nm et  $\lambda_2 = 1554,2$  nm) à 10 Gbit/s ( $T_{FWHM} = 6,3$  ps) [147]. La fibre utilisée a une longueur de 1 km, une valeur de dispersion de  $-1,7$  ps/nm/km et elle possède un coefficient non-linéaire de  $18$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>. Les résultats montrent une légère pénalité sur chaque canal : 0,1 dB sur le canal  $\lambda_1$  et 0,4 dB sur le canal  $\lambda_2$ .

Afin de faciliter la conception de régénérateurs ayant les meilleures performance possibles, notamment grâce à l'utilisation de fibres optiques fortement non-linéaires, certains groupes ont cherché à élaborer des règles de conception du régénérateur de Mamyshev. Nous allons les présenter dans le paragraphe suivant.

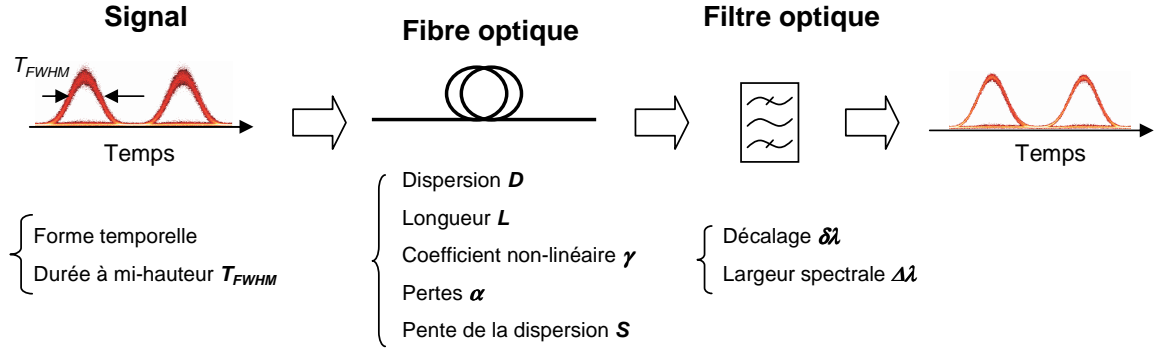


FIG. 4.4 – Schéma du régénérateur et paramètres associés.

### 4.1.3 Règles de conception du régénérateur

Un régénérateur est souvent considéré comme un composant ayant une réponse non-linéaire par rapport à la puissance du signal en entrée. Une fonction de transfert (FdT) en forme de marche d'escalier est souvent le but recherché mais cette forme est rarement obtenue en pratique. Dans la référence [148], les auteurs ont identifié trois types de FdT en fonction des paramètres du régénérateur. Ces paramètres sont identifiés sur la figure 4.4 et concernent aussi bien le signal (forme temporelle, durée des impulsions  $T_{FWHM}$ ), la fibre (dispersion  $D$ , longueur  $L$ , coefficient non-linéaire  $\gamma$ , pertes  $\alpha$ , pente de la dispersion  $S$ ) et le filtre (décalage par rapport à la fréquence initiale  $\delta\nu$  ou décalage par rapport à la longueur d'onde initiale  $\delta\lambda$ , bande passante  $\Delta\lambda$ ). Selon les valeurs des paramètres, il existe des FdT de type "A" où l'évolution de la puissance des "1" en sortie présente un maximum en fonction de l'évolution de la puissance des "1" en entrée (figure 4.5.a), de type B où l'évolution de la puissance des "1" en sortie reste constante sur une certaine plage de variation de la puissance des "1" en entrée (figure 4.5.b) et de type "C" où l'évolution de la puissance des "1" en sortie augmente continûment en fonction de la puissance des "1" en entrée (figure 4.5.c). Comme nous verrons plus loin, la forme la plus adaptée à la régénération est la forme de type B qui se rapproche le plus de la marche d'escalier.

Pour faciliter la conception d'un régénérateur de type B, Provost *et al.* ont proposé deux formules approchées pour décrire la relation entre les paramètres du régénérateur pour une impulsion de forme gaussienne [148, 149] :

$$\frac{L}{L_D} = \sqrt{\frac{0,382}{N}} \quad (4.1)$$

et

$$\frac{\delta\nu}{F_0} = 0,71N - 2,13 \quad (4.2)$$

avec :

$$F_0 = \frac{1}{2\pi T_0} \quad (4.3)$$

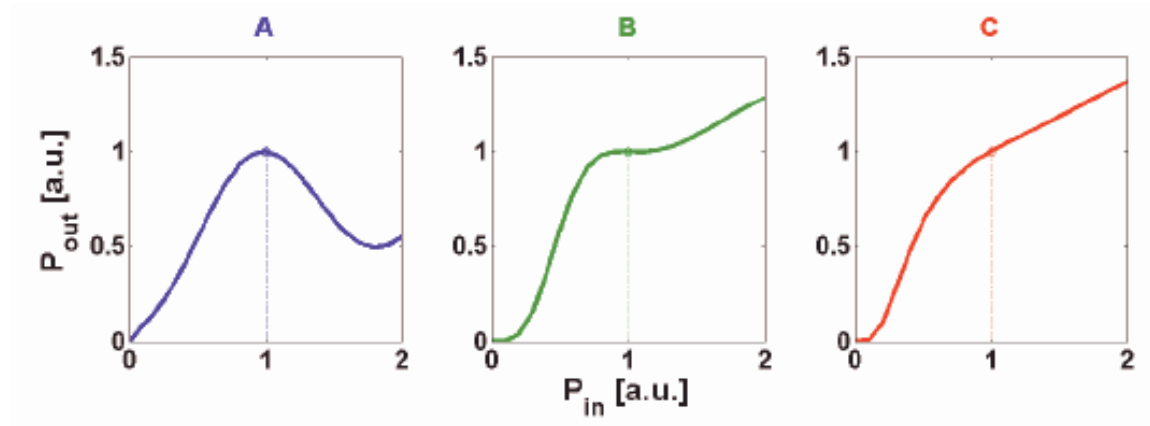


FIG. 4.5 – Trois types de FdT : (a) type A - évolution non-monotone, (b) type B - évolution présentant un plateau et (c) type C - évolution monotone.

où  $L$  est la longueur de fibre,  $L_D$  la longueur de dispersion,  $N$  l'ordre soliton,  $\delta\lambda$  le décalage du filtre en sortie et  $T_0$  la demi-durée (à  $1/e$  de l'intensité maximale) des impulsions en entrée.

Ces relations ne prennent pas en compte tous les paramètres du régénérateur (les pertes et la pente de dispersion) mais elles sont très utiles pour concevoir un régénérateur de type B. Une version améliorée de ces relations prenant en compte les pertes de la fibre a également été proposée [150].

L'équation (4.1) est légèrement différente de la formule proposée par Her *et al.* [144] qui définit la longueur de fibre pour obtenir un élargissement spectral optimal :

$$L_{opt} \simeq 2,4 \frac{L_D}{N} \quad (4.4)$$

La différence peut provenir de la forme différente de l'impulsion utilisée. Elle est de forme sécante hyperbolique pour l'équation (4.4) et de forme gaussienne pour l'équation (4.1). Toutefois, nous avons vérifié que pour des valeurs de  $N$  comprises entre 12 et 19, les deux équations donnent des valeurs de  $L/L_D$  qui ne diffèrent pas plus de 10%.

## 4.2 Étude théorique des performances du régénérateur de Mamyshev

En 2003, le laboratoire Foton s'est engagé sur la voie de la régénération optique à base de fibres optiques non-linéaires. La modélisation du régénérateur de Mamyshev a été initiée au laboratoire dans le cadre de la thèse de Mathilde Gay [2] puis approfondie dans le cadre de mes travaux de thèse. Nous avons développé nos propres codes de simulation pour résoudre l'ENLS par la méthode MCLEM (voir chapitre 2) et évaluer les performances du régénérateur. L'objectif de nos études théoriques était d'optimiser les performances d'un régénérateur afin de pouvoir utiliser les fibres non-linéaires fabriquées par PERFOS et l'EVC.

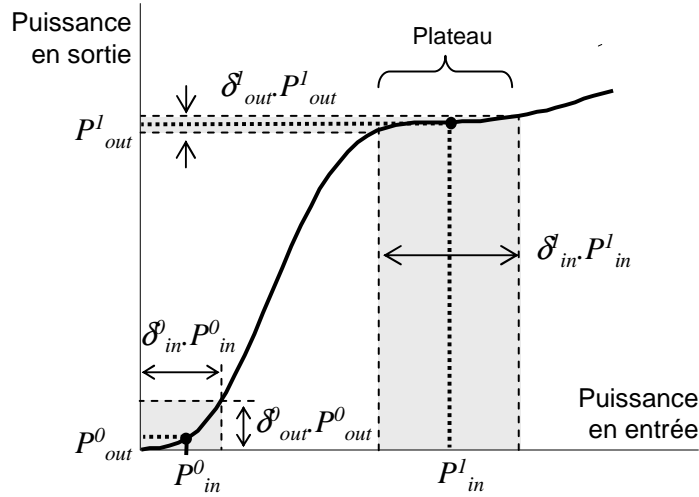


FIG. 4.6 – Fonction de transfert du régénérateur

Comme bien souvent avec l'étude de régénérateurs optiques, nous commençons par étudier leur FdT.

#### 4.2.1 Etude des fonctions de transfert

Début 2005, parallèlement aux premières caractérisations de fibres non-linéaires de PER-FOS et de l'EVC, nous avons entrepris une étude systématique, basée sur la FdT, des performances du régénérateur de Mamyshev. Comme nous l'avons vu, la FdT représente l'évolution de la puissance crête d'une impulsion en sortie du régénérateur en fonction de la puissance crête de l'impulsion en entrée. Elle s'obtient par résolution numérique de l'ENLS.

La figure 4.6 représente un exemple de FdT du régénérateur de Mamyshev obtenue numériquement.

Les données dégradées à régénérer sont caractérisées par une puissance moyenne sur les "1",  $P^1_{in}$ , associée à un bruit relatif,  $\delta^1_{in}$  (%), et une puissance moyenne sur les "0",  $P^0_{in}$ , associée à un bruit relatif,  $\delta^0_{in}$  (%). De la même façon, on décrit les données régénérées par la puissance moyenne  $P^1_{out}$ , associée à un bruit relatif,  $\delta^1_{out}$  (%), et la puissance moyenne  $P^0_{out}$ , associée à un bruit relatif  $\delta^0_{out}$  (%). Les taux d'extinction, à l'entrée ( $ER_{in}$ ) et à la sortie ( $ER_{out}$ ) du régénérateur, sont donnés par  $ER_{in,out} = P^1_{in,out}/P^0_{in,out}$ . Une qualité du régénérateur peut être définie par sa capacité à améliorer le taux d'extinction : plus le rapport  $ER_{out}/ER_{in}$  est grand, plus le régénérateur est efficace. Une autre qualité du régénérateur est également évaluée par sa capacité à réduire le bruit sur les "1" et les "0" : plus les rapports  $\delta^1_{out}/\delta^1_{in}$  et  $\delta^0_{out}/\delta^0_{in}$  sont petits, plus le régénérateur est efficace.

On comprend intuitivement que le type de régénérateur qui permet d'augmenter le rapport d'extinction et de diminuer le bruit sur les "1" et sur les "0" simultanément est le régénérateur possédant une FdT type B en raison de la présence du plateau. Ce point a été vérifié théoriquement par Provost *et al.* [148] et nous avons pu vérifier dans la littérature

que la plupart des démonstrations expérimentales du régénérateur de Mamyshev ont été réalisées avec une FdT de type B.

Nous nous proposons maintenant d'étudier l'impact des paramètres du régénérateur sur la FdT et nous proposerons un abaque permettant de choisir simplement les paramètres qui optimisent les performances du régénérateur.

#### 4.2.1.1 Impact des paramètres du régénérateur

Grâce aux règles de conception mentionnées précédemment, il est possible de trouver des jeux de paramètres conduisant à une FdT de type B. Chaque variation d'un des paramètres autour de ces valeurs conduit à une dérive de la FdT vers des formes moins appropriées, de types A ou C.

Dans le but de concevoir les régénérateurs de Mamyshev qui seront étudiés expérimentalement, il nous a donc paru intéressant d'étudier théoriquement l'influence de certains paramètres sur la forme de la FdT.

Le régénérateur que nous avons choisi d'étudier est conçu pour un débit de 40 Gbit/s et est réalisé à partir d'une fibre DSF. Notre étude reste valable pour d'autres types de fibres (plus non-linéaires par exemple) et d'autres débits, moyennant une transposition de la valeur de certains paramètres, en accord avec les relations (4.1) et (4.2). Les impulsions formant le signal ont une durée à mi-hauteur autour de 8 ps (similaire à un signal RZ 30% à 40 Gbit/s). La dispersion de la fibre DSF varie autour de valeurs faiblement négatives de  $-0,1$  ps/nm/km à  $-1$  ps/nm/km. Les pertes  $\alpha$  sont de 0,25 dB/km. Le coefficient non-linéaire  $\gamma$  est de  $2,6 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . Si, par la suite, nous ne faisons pas mention de la pente de la dispersion, c'est que nous la considérons comme négligeable.

##### *a. Variation de la forme du signal*

La figure 4.7 montre l'impact de la variation de la forme du signal sur la forme de la FdT. Deux formes d'impulsions typiques sont prises en compte : la forme gaussienne et la forme sécante hyperbolique.

Nous constatons que la forme du signal modifie la forme de la FdT. Dans la pratique, aucune impulsion n'aura rigoureusement une forme gaussienne ou une forme sécante hyperbolique. Cependant, nous avons remarqué que la forme qui se rapprochait le plus des impulsions réelles était la forme gaussienne. Par la suite, sauf précisions contraires, les formes d'impulsion seront gaussiennes.

##### *b. Variation de la largeur temporelle à mi-hauteur des impulsions*

La figure 4.8 montre l'impact de la variation de la largeur temporelle des impulsions sur la forme de la FdT.

Nous constatons que la largeur temporelle des impulsions joue un rôle très important sur la forme de la FdT. Un changement d'environ 20 % sur la durée de l'impulsion occasionne un changement radical de la FdT en type A ou C, toutes choses égales par ailleurs.

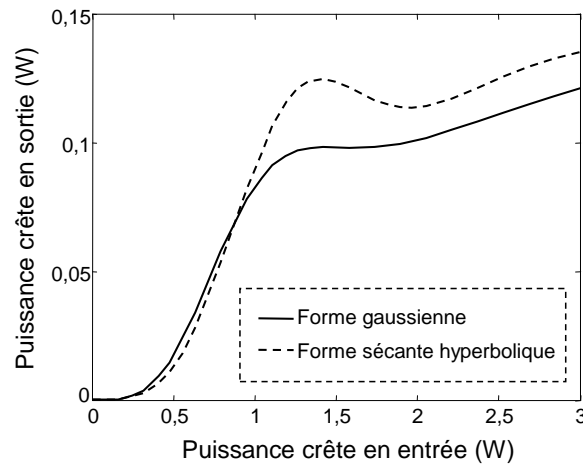


FIG. 4.7 – FdT pour différentes formes d'impulsion. Les paramètres du régénérateur sont les suivants :  $T_{FWHM} = 8$  ps à 1550 nm,  $L=5$  km,  $\delta\lambda = 1,3$  nm,  $D = -0,65$  ps/nm/km,  $\Delta\lambda = 0,41$  nm.

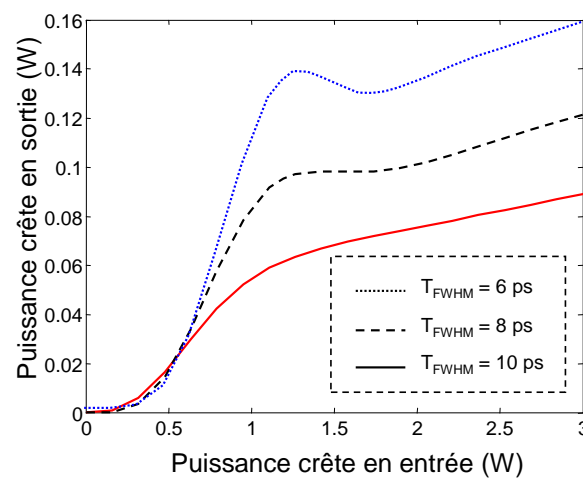


FIG. 4.8 – FdT pour différentes durées d'impulsions. Les paramètres du dispositif sont identiques à ceux de la figure 4.7.



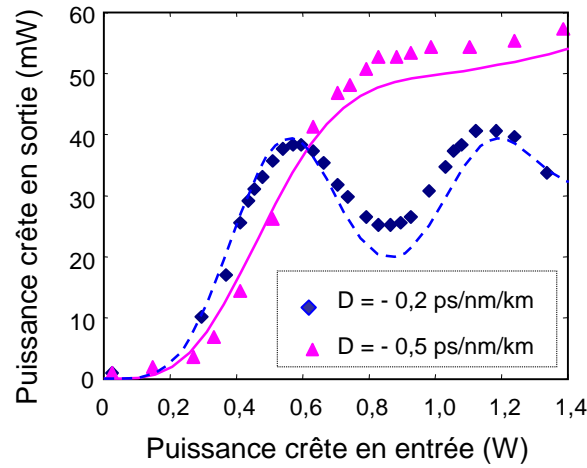


FIG. 4.9 – FdT pour différentes valeurs de la dispersion de la fibre en simulation (lignes) et obtenues expérimentalement (points). Les paramètres du dispositif sont les suivants :  $T_{FWHM} = 8$  ps à 1545 nm (carrés) et à 1541 nm (triangles),  $L = 9$  km,  $\delta\lambda = 1,3$  nm et  $\Delta\lambda = 0,41$  nm.

### c. Variation de la valeur de la dispersion

La figure 4.9 montre l'impact de la variation de la valeur de la dispersion de la fibre sur la forme de la FdT. Ici, la variation de dispersion est obtenue en changeant la longueur d'onde du signal. Un changement de longueur d'onde dans une gamme de 4 nm est suffisant pour avoir un changement de 0,3 ps/nm/km de la valeur de la dispersion.

Nous constatons que la dispersion joue un rôle très important sur la forme de la FdT. Un contrôle précis de la valeur de la dispersion sera donc nécessaire pour l'élaboration d'un régénérateur de Mamyshev.

La figure 4.9 montre, par ailleurs, le bon accord entre les FdT théoriques et celles obtenues expérimentalement au laboratoire.

### d. Variation de la longueur de la fibre

La figure 4.10 montre l'impact de la variation de la longueur de fibre utilisée sur la forme de la FdT. Trois tronçons de fibres de longueurs respectives 2 km, 3 km et 4 km ont été utilisés.

Les FdT présentées sur la figure 4.10 montrent que la longueur de fibre influence fortement la forme de la FdT. La puissance  $P_{in}^1$  (définie sur la figure 4.6) est significativement augmentée lorsque  $L$  diminue.

Ici également, nous noterons le bon accord entre théorie et expérience.

### e. Variation du coefficient non-linéaire

La figure 4.11 montre l'impact de la variation du coefficient non-linéaire de la fibre sur la forme de la FdT. Trois cas, avec une différence de 50% du coefficient non-linéaire, ont été étudiés.

Nous constatons que la forme de la FdT n'est que légèrement modifiée. Ce qui change de manière significative, c'est la puissance crête  $P_{in}^1$  correspondant à la zone du plateau.

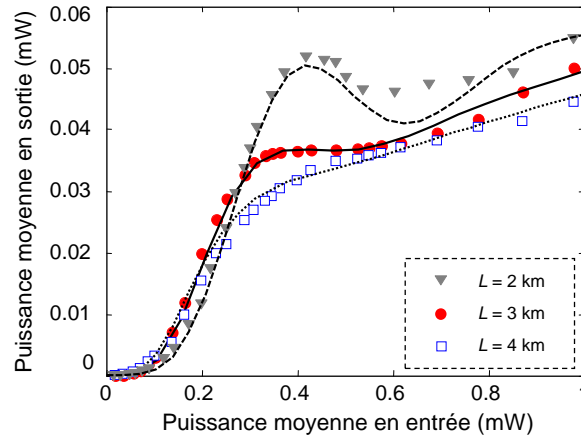


FIG. 4.10 – FdT pour différentes longueurs de fibre en simulation (lignes) et obtenues expérimentalement (points). Les paramètres du dispositif sont les suivants :  $T_{FWHM} = 7,5$  ps à 1536,6 nm,  $\delta\lambda = 1,5$  nm,  $D = -0,9$  ps/nm/km et  $\Delta\lambda = 0,51$  nm à 1535,1 nm.

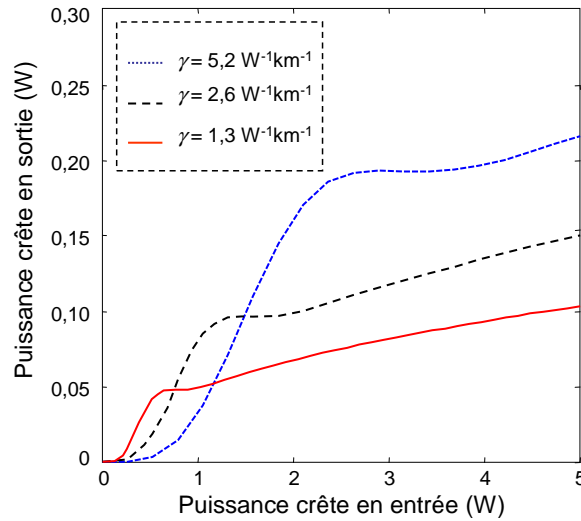


FIG. 4.11 – FdT pour différents coefficients non-linéaires. Les paramètres du dispositif sont les suivants :  $T_{FWHM} = 8$  ps à 1550 nm,  $L = 5$  km,  $\delta\lambda = 1,3$  nm,  $D = -0,65$  ps/nm/km et  $\Delta\lambda = 0,41$  nm.

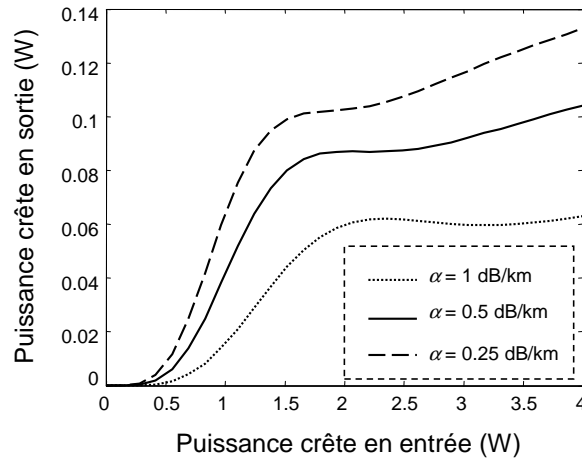


FIG. 4.12 – FdT pour différentes valeurs des pertes. Les paramètres du dispositif sont les suivants :  $T_{FWHM} = 8$  ps à 1550 nm,  $L = 5$  km,  $\delta\lambda = 1,5$  nm,  $D = -0,65$  ps/nm/km et  $\Delta\lambda = 0,41$  nm.

De plus, grands coefficients non-linéaires permettent une puissance de fonctionnement plus faible, tout en gardant une forme de type B.

#### **f. Variation des pertes**

La figure 4.12 montre l'impact de la variation des pertes de la fibre sur la forme de la FdT. Trois cas, avec une différence de 50% des pertes, ont été étudiés.

Nous constatons qu'une augmentation des pertes provoque une augmentation de la puissance crête  $P_{in}^1$  nécessaire pour atteindre la zone du plateau ainsi qu'une diminution de la puissance en sortie du régénérateur. Il est évident que les meilleures performances seront atteintes avec les fibres présentant le moins de pertes possible.

#### **g. Variation du décalage du filtre en sortie**

Le filtre en sortie de la fibre est décalé par pas de 0,5 nm et les FdT sont tracées sur la figure 4.13.

Le décalage du filtre modifie non seulement le type de FdT (A, B ou C) mais il intervient également sur la réduction du bruit sur les "0". Plus le filtre est décalé, meilleure est la réduction du bruit sur les "0". Par contre, la puissance moyenne requise est plus importante. Le choix du décalage du filtre est donc un compromis entre la réduction du bruit sur les "0" et le coût du dispositif en terme de puissance optique.

Nous notons également le bon accord entre théorie et expérience.

#### **h. Variation de la largeur spectrale du filtre en sortie**

La figure 4.14 montre l'influence du changement de la largeur spectrale du filtre sur la forme de la FdT. Des filtres de différentes largeurs spectrales ont été utilisés et le décalage  $\delta\lambda$  a été fixé à 1,5 nm.

Nous ne constatons pas de grand impact sur la forme de la FdT du régénérateur mais sur le rendement en termes de puissance du régénérateur. Plus la largeur spectrale du filtre est grande, plus la puissance du signal en sortie est grande. Il nous faut cependant rappeler que

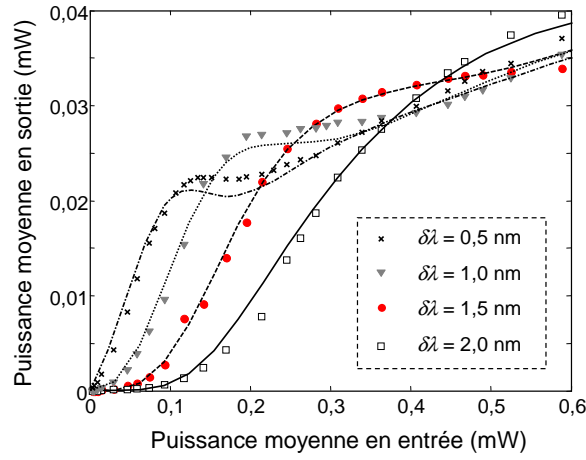


FIG. 4.13 – FdT pour différents décalages du filtre en sortie de la fibre en simulation (lignes) et obtenues expérimentales (points). Les paramètres du dispositif sont les suivants :  $T_{FWHM} = 6,5$  ps à 1536 nm,  $L = 3$  km,  $D = -0,93$  ps/nm/km et  $\Delta\lambda = 0,51$  nm.

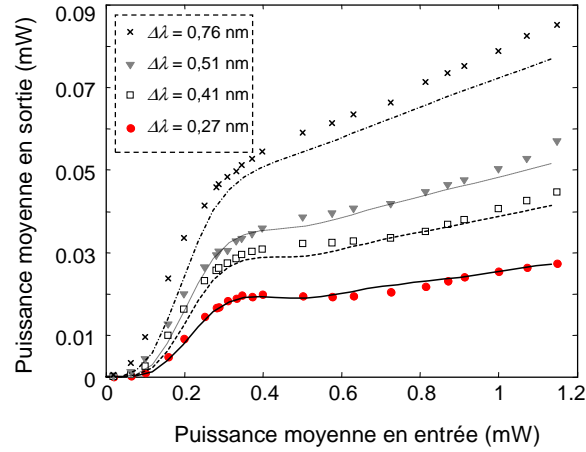


FIG. 4.14 – FdT pour différentes larguer à mi-hauteur du filtre en sortie en simulation (lignes) et obtenues expérimentalement (points). Les paramètres du dispositif sont les suivants :  $T_{FWHM} = 8,5$  ps à 1537 nm,  $\delta\lambda = 1,5$  nm,  $L = 4$  km,  $D = -0,85$  ps/nm/km,  $\Delta\lambda = 0,27$  nm/0,41 nm/0,51 nm/0,76 nm à 1535,5 nm.

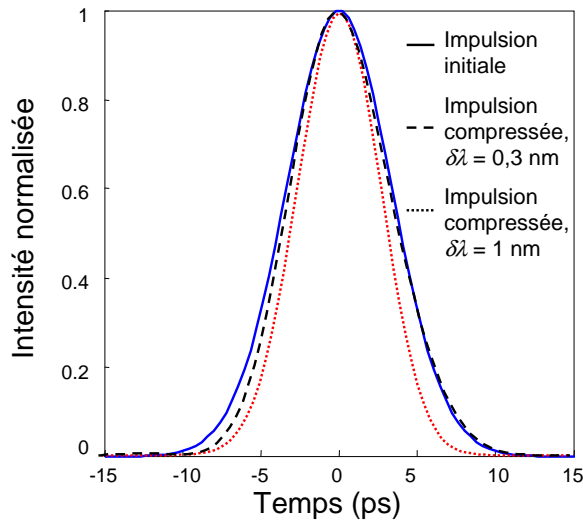


FIG. 4.15 – (a) Impulsion initiale et impulsions compressées pour différents décalage du filtre. Les paramètres du dispositif sont les suivants :  $T_{FWHM} = 8$  ps à 1540 nm,  $L = 7$  km,  $D = -0,55$  ps/nm/km et  $\Delta\lambda = 0,76$  nm.

c'est la largeur du filtre de sortie qui fixe la largeur temporelle des impulsions en sortie de régénérateur. Lors des expériences de régénération en boucle à recirculation, nous n'aurons donc guère le choix de la largeur du filtre puisque la durée des impulsions en sortie devra correspondre à la durée des impulsions en entrée.

La figure 4.14 montre le bon accord entre les FdT théoriques et celles obtenues expérimentalement.

Nous voulons attirer l'attention du lecteur sur le fait que le choix d'une largeur spectrale plus large que celle du signal peut servir à réaliser un compresseur d'impulsions [151]. En effet, la durée des impulsions de sortie d'un système constitué d'une fibre non-linéaire et d'un filtre décalé dépend du produit entre la fonction de transmission du filtre et le spectre élargi par SPM. On imagine alors très bien qu'un choix judicieux de largeur du filtre et du décalage du filtre peut conduire à des impulsions en sortie plus courtes que les impulsions en entrée. La figure 4.15 présente des impulsions calculées en sortie d'un compresseur pour différents décalages spectraux  $\delta\lambda$  du filtre de sortie. On remarque qu'avec un filtre de sortie de largeur à 3 dB  $\Delta\lambda = 0,76$  nm, pour des impulsions initiales de largeur spectrale de 0,45 nm, il est théoriquement possible de compresser les impulsions et, qui plus est, d'ajuster leur durée en jouant sur le décalage  $\delta\lambda$  du filtre. Nous verrons plus loin l'intérêt d'utiliser un compresseur d'impulsions pour la régénération optique de type Mamyshev.

#### *i. Variation d'autres paramètres lorsque la dispersion est proche de zéro*

D'après l'équation (4.1),  $N$  étant fixé par l'équation (4.2), le rapport  $L/L_D$  (ou si l'on préfère  $DL/T_0^2$ ) doit être égal à une constante.

Si l'on décide de diminuer  $T_0$  (en augmentant le débit par exemple), on devra diminuer  $L$  ou  $D$ . Or, si le coefficient non-linéaire de la fibre n'est pas très élevé, on préférera diminuer

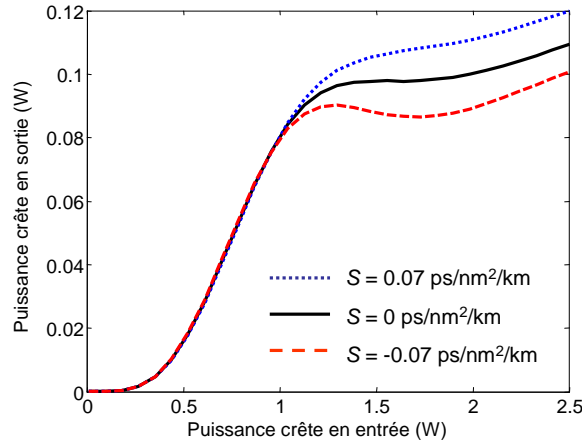


FIG. 4.16 – FdT pour différentes valeurs de la pente  $S$  de dispersion si  $D$  est proche de la dispersion nulle. Les paramètres du dispositif sont les suivants :  $T_{FWHM} = 8$  ps à 1550 nm,  $L = 5$  km,  $\delta\lambda = 1,3$  nm ( $\nu_f > \nu_0$ ),  $D = -0,65$  ps/nm/km et  $\Delta\lambda = 0,41$  nm.

$D$  plutôt que  $L$  pour garder une puissance optique  $P_{in}^1$  faible.

Lorsque  $D$  se rapproche de zéro, des paramètres qui étaient négligés jusqu'alors, à savoir la pente  $S$  de la dispersion et la variation de la dispersion le long de la fibre, prennent alors de l'importance.

#### *Variation de la pente de la dispersion*

La figure 4.16 montre l'impact de la variation de la pente de la dispersion sur la forme de la FdT. Ici, nous fixons la fréquence centrale du filtre de sortie  $\nu_f$  de telle sorte que  $\nu_f > \nu_0$  où  $\nu_0$  est la fréquence optique initiale.

Les résultats de simulation montrent que la pente de la dispersion influence la forme de la FdT du régénérateur. Notons que le rôle du signe de la pente peut être inversé en changeant la position relative du filtre en sortie par rapport à la fréquence  $\nu_0$ .

#### *Fluctuation de la dispersion le long de la fibre*

La figure 4.17 montre l'impact de la variation de la dispersion le long de la fibre. En supposant que la variation est périodique et de forme sinusoïdale, nous avons étudié à la fois l'impact de la période ainsi que de l'amplitude des fluctuations.

Les résultats obtenus montrent que si la période est petite (inférieure à  $L/2$ ), il y a peu d'impact sur la FdT même si l'amplitude  $AV$  de la variation atteint 200% (figure 4.17.a). Pour une période de variation de 1 km, nous avons remarqué le résultat intéressant suivant. Avec une amplitude de variation  $AV$  de 400%, nous obtenons un élargissement significatif de la zone du plateau pour le régénérateur de type B (figure 4.17.a), ce qui offre un intérêt potentiel pour une meilleure réduction du bruit sur les symboles "1". Si la période est plus grande (figure 4.17.b), l'élargissement de la zone du plateau dans la FdT de type B est moins marqué.

Cette étude montre qu'il devrait être possible d'améliorer les performances du régénérateur en combinant des fibres de différentes valeurs de dispersion. La figure 4.18 illustre

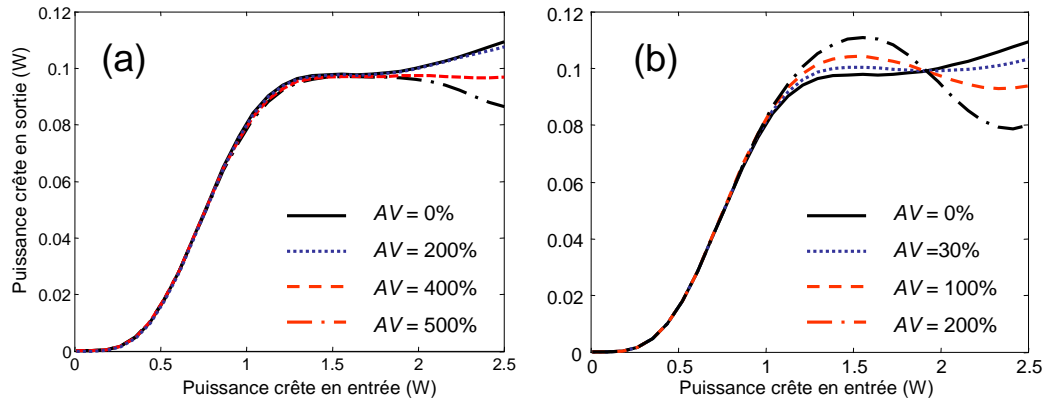


FIG. 4.17 – FdT pour une variation spatiale périodique de la dispersion (profil sinusoïdal) tous les 1 km (a) et 2,5 km (b). Les paramètres du dispositif sont les suivants :  $T_{FWHM} = 8$  ps à 1550 nm,  $L = 5$  km,  $\delta\lambda = 1,3$  nm,  $D = -0,65$  ps/nm/km,  $S = 0$  ps/nm<sup>2</sup>/km,  $\Delta\lambda = 0,41$  nm. AV = amplitude de la variation.

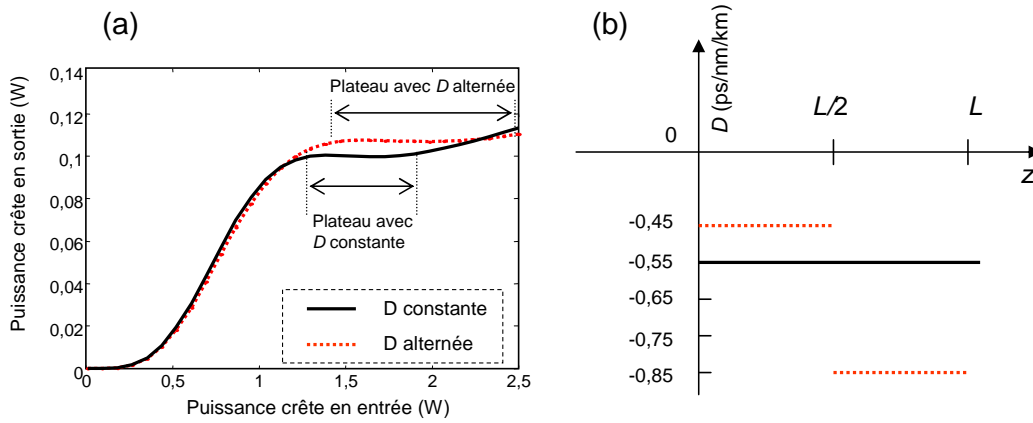


FIG. 4.18 – (a) FdT dans le cas d'une fibre de dispersion constante et dans le cas de deux fibres de dispersions alternées. (b) Distribution de la dispersion des fibres à dispersion alternée en fonction de la longueur  $L$ . Les paramètres du dispositif sont les suivants :  $T_{FWHM} = 8$  ps à 1550 nm,  $L = 5$  km,  $\delta\lambda = 1,3$  nm ( $\nu_f > \nu_0$ ),  $S = 0,07$  ps/nm<sup>2</sup>/km et  $\Delta\lambda = 0,41$  nm.

cette possibilité en combinant deux tronçons de fibre dont la dispersion est légèrement plus faible et légèrement plus élevée que la dispersion idéale.

On remarque une nette amélioration de la largeur de la zone du plateau pour les "1".

La nouvelle fonction de transfert permet d'envisager la possibilité de supprimer le bruit sur des "1" pour des signaux très dégradés (fort  $\delta_{in}^1$ ) en entrée.

### Résumé

Nous résumons, dans le tableau 4.1, l'effet des différents paramètres étudiés dans ce paragraphe sur la forme de la FdT du régénérateur de Mamyshev.

Paramètres	Influence	Sens de variation des valeurs pour passer du type A au type C
Forme d'impulsions	faible	-
Largeur temporelle	forte	$\searrow$
Dispersion de la fibre	forte	$\nearrow$
Longueur de la fibre	forte	$\nearrow$
Non-linéarité de la fibre	faible	-
Pertes	faible	$\nearrow$
Décalage du filtre	forte	$\nearrow$
Largeur spectrale du filtre	forte	$\nearrow$
Pente de dispersion	forte si $D \simeq 0$	-
Variation de $D$ le long de $L$	faible si Période $< L/2$	-

TAB. 4.1 – Influence des paramètres sur la forme de la FdT du régénérateur de Mamyshev.

#### 4.2.1.2 Abaque pour la conception d'un régénérateur à 40 Gbit/s

Dans cette partie, nous proposons une abaque qui illustre, de manière synthétique et visuelle, les règles de conception pour obtenir un régénérateur de Mamyshev de type B à 40 Gbit/s.

En supposant que les pertes des fibres sont négligeables, nous appliquons les deux équations (4.1) et (4.2) utilisées pour la conception d'un régénérateur de type B. Nous fixons la longueur d'onde  $\lambda_0$  à 1550 nm, le débit à 40 Gbit/s et la largeur temporelle  $T_{FWHM}$  à 8 ps. Ceci conduit à une demi-durée temporelle  $T_0$  de 4,8 ps si l'on considère une forme gaussienne. Nous choisissons la valeur  $\delta\nu$  du décalage du filtre comme un compromis entre un faible décalage qui n'améliore pas assez le taux d'extinction et un fort décalage qui augmente trop la puissance  $P_{in}^1$  requise. En outre, pour préserver la forme du spectre du signal, il nous faut placer le filtre à une distance multiple de 40 GHz [51]. Par conséquent, une valeur de 160 GHz ( $\delta\lambda \approx 1,3$  nm) est un bon compromis pour  $\delta\lambda$ . Nous obtenons donc la valeur de 4,83 pour  $\delta\nu/F_0$ .

Des équations (3.3), (3.4), (4.1) et (4.2), nous déduisons :

$$DL = -\frac{2\pi c T_0^2}{\lambda_0^2} \sqrt{\frac{0,382}{\frac{1}{0,71} \left( \frac{\delta\nu}{F_0} + 2,13 \right)}} \quad (4.5)$$

et

$$L = \left[ \frac{1}{0,71} \left( \frac{\delta\nu}{F_0} + 2,13 \right) \right]^{\frac{3}{2}} \frac{\sqrt{0,382}}{P_0\gamma} \quad (4.6)$$

En utilisant les valeurs précédentes, pour  $\lambda_0$ ,  $T_0$  et  $\delta\nu/F_0$ , nous obtenons :

$$DL \approx -0,0036 \quad (4.7)$$

et



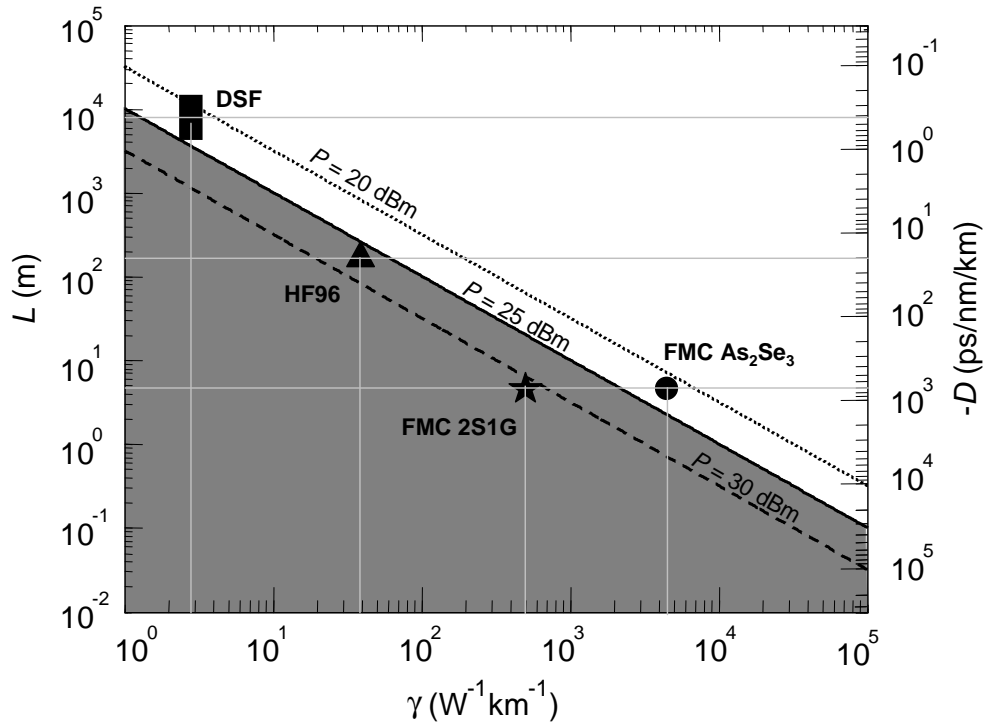


FIG. 4.19 – Abaque de conception d'un régénérateur de Mamyshev à 40 Gbit/s.

$$L \approx \frac{19}{P_0 \gamma} \quad (4.8)$$

La figure 4.19 illustre notre abaque de conception du régénérateur à 40 Gbit/s.

Sur notre abaque, la longueur  $L$  et la dispersion  $D$  sont tracées en fonction du coefficient non-linéaire  $\gamma$  de la fibre non-linéaire utilisée pour le régénérateur. La gamme de valeurs couvertes par  $\gamma$  va de  $1 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  à  $100\,000 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . Notre abaque couvre donc toutes les valeurs possibles de fibres non-linéaires. La ligne continue est la ligne iso-puissance de valeur 25 dBm. Elle divise l'abaque en deux zones : une zone pour laquelle une forte puissance est requise (zone grise) et une zone de faibles puissances requises (zone blanche). Les fibres se situant dans la zone blanche offrent donc un fort potentiel pour les applications de régénération.

Nous avons positionné sur notre abaque les fibres non-linéaires disponibles dans notre laboratoire.

Nous constatons que la fibre DSF possède une grande flexibilité de réglage de la dispersion. Cette fibre tombe dans la zone de faible puissance, ce qui signifie qu'elle est un candidat intéressant pour réaliser un régénérateur. Par contre, plusieurs km de fibre sont nécessaires.

Pour la fibre HF96, malgré le fait qu'il soit possible d'obtenir une FdT de type B pour une régénération avec 150 m de fibre, la puissance requise est élevée (environ 27,5 dBm). Il est possible de diminuer la puissance requise en utilisant plus de longueur (par exemple

200 m). Toutefois, si nous augmentons  $L$ , la forme de la FdT va évoluer d'une forme de type B vers une forme de type C (voir le tableau 4.1). Pour compenser cette tendance, nous devons ajuster les autres paramètres du régénérateur conduisant à une tendance inverse. À l'aide du tableau 4.1, nous trouvons quatre solutions : soit nous augmentons la largeur temporelle du signal, soit nous diminuons la largeur spectrale du filtre en sortie, soit nous diminuons le décalage du filtre en sortie, soit nous combinons ces différentes solutions.

Pour la fibre FMC 2S1G, en supposant que la dispersion de cette fibre soit de l'ordre de  $-700$  ps/nm/km (valeur estimée par le fabricant), la situation est similaire à celle de la fibre HF96. Par contre la puissance requise est plus importante que celle de la fibre HF96 (environ 32 dBm) et nous ne pouvons pas utiliser de longueur plus longue pour ce type de fibre à cause des pertes importantes. Il n'est donc pas possible de faire un régénérateur de type B avec cette fibre.

En ce qui concerne la fibre FMC As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, en supposant que la dispersion de cette fibre soit de l'ordre  $-700$  ps/nm/km (valeur estimée par le fabricant) et dans la perspective où les pertes de cette fibre pourraient être très réduites, nous constatons un fort potentiel pour réaliser un régénérateur compact (4,5 m), à une puissance raisonnable (22 dBm). Malheureusement, à l'heure actuelle, les pertes de cette fibre restent trop élevées (10 dB/m).

## 4.2.2 Réduction du bruit dans le régénérateur de Mamyshev

Forts de notre expérience acquise en matière de modélisation du régénérateur de Mamyshev au moyen des FdT, nous nous sommes intéressés à une analyse beaucoup plus fine du mécanisme de réduction du bruit dans un tel régénérateur [51]. Si l'analyse présentée dans le paragraphe précédent permet de concevoir un régénérateur présentant une FdT de type B, l'étude que nous allons présenter maintenant va permettre de quantifier les performances du régénérateur en termes d'amélioration du facteur  $Q$  du signal.

### 4.2.2.1 Dégradation du signal par une source de bruit blanc

Notre approche consiste à décrire, de façon la plus réaliste possible, la régénération puis la détection d'un train de données dégradées par le bruit des amplificateurs optiques. Le schéma décrivant notre modélisation est représenté par la figure 4.20. Le bloc de transmission consiste à superposer, dans le domaine spectral, le bruit blanc correspondant à l'émission spontanée des amplificateurs optiques à un train de données (impulsions gaussiennes) issu d'un modulateur à 40 Gbit/s (voir figure 4.21.a également). Dans notre approche, le bloc symbolisant le régénérateur de Mamyshev contient un filtre d'entrée qui est en général omis dans la plupart des études théoriques. Son intérêt sera expliqué plus tard. Le bloc de détection consiste en une détection quadratique accompagnée d'un filtrage.

Dans l'étude que nous allons présenter, les paramètres de simulation (largeur d'impulsions, caractéristiques de la fibre, etc.) sont très proches des paramètres expérimentaux rapportés par Her *et al.* [144] :  $T_{FWHM} = 6,25$  ps,  $L = 2,5$  km,  $\gamma = 8,4$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>,

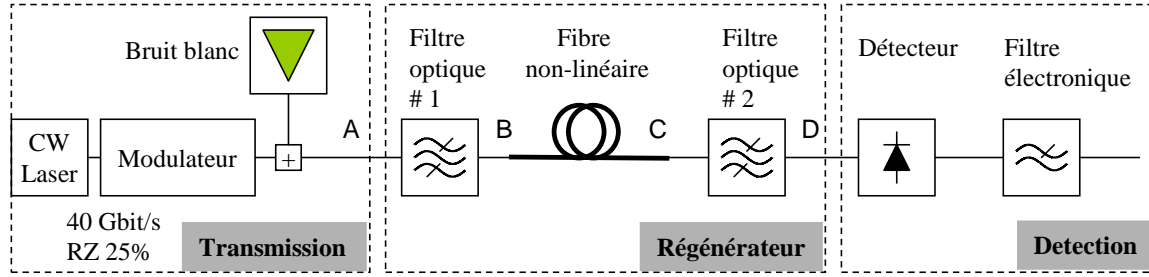


FIG. 4.20 – Schéma utilisé pour la modélisation du régénérateur de Mamyshev.

$D = -0.7$  ps/nm/km,  $\alpha = 0,6$  dB/km,  $\delta\lambda = 1,6$  nm. La figure 4.21 représente les spectres du signal et du bruit obtenus numériquement à différents endroits du régénérateur correspondant aux points A, B, C et D de la figure 4.20. Elle donne une vision spectrale du principe du régénérateur.

Du signal calculé en détection, nous déduisons le diagramme de l'œil, dont la qualité est mesurée à l'aide du facteur  $Q$  qui s'exprime par l'équation (1.8).

Nous déduisons de nos calculs le facteur d'amélioration  $QI$  du facteur  $Q$  défini comme le rapport entre le facteur  $Q$  du signal régénéré et le facteur  $Q$  du signal non régénéré, c'est-à-dire lorsque la fibre non-linéaire et le filtre # 2 sont supprimés du montage. Nous voulons attirer l'attention du lecteur sur le fait qu'une amélioration du facteur  $Q$  après le régénérateur n'implique pas une amélioration du TEB comme on pourrait le penser d'après la relation 1.9 qui suppose que les distributions de probabilité sont gaussiennes. En effet, il a été démontré que les distributions de probabilité ne sont plus gaussiennes en sortie du régénérateur [152]. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe 4.4.2.2. La figure 4.22 illustre l'amélioration du facteur  $Q$  en fonction de la puissance en entrée du régénérateur. Nous avons pu montrer théoriquement que le régénérateur de Mamyshev améliore de 2 dB au maximum le facteur  $Q$  d'un signal dégradé par le bruit d'émission spontanée des amplificateurs optiques. Cette valeur est en accord avec la valeur expérimentale de 1,5 dB rapportée par Her *et al.* [144].

Nous avons également constaté que la puissance en entrée correspondant à l'amélioration maximum du facteur  $Q$  ne correspondait pas au point de fonctionnement défini par la zone du plateau sur la fonction de transfert (également représentée sur la figure 4.22). La zone du plateau correspond en effet à une puissance crête de 1,5 W alors que la valeur maximum de  $QI$  correspond à 2W. Ce résultat théorique, qui peut paraître surprenant au premier abord, a été confirmé par les résultats expérimentaux de la référence [153]. Nous expliquerons ce phénomène dans un prochain paragraphe.

Notre approche nous a également permis d'étudier le rôle du filtre d'entrée sur les performances du régénérateur. D'après la figure 4.21.b, on observe clairement que le filtre en entrée sert à éliminer le bruit dans la bande spectrale du filtre décalé de sortie.

Notons que ce filtre n'existe pas dans le schéma du régénérateur original proposé par Mamyshev [12]. En effet, pour décrire le principe théorique du régénérateur, Mamyshev, et

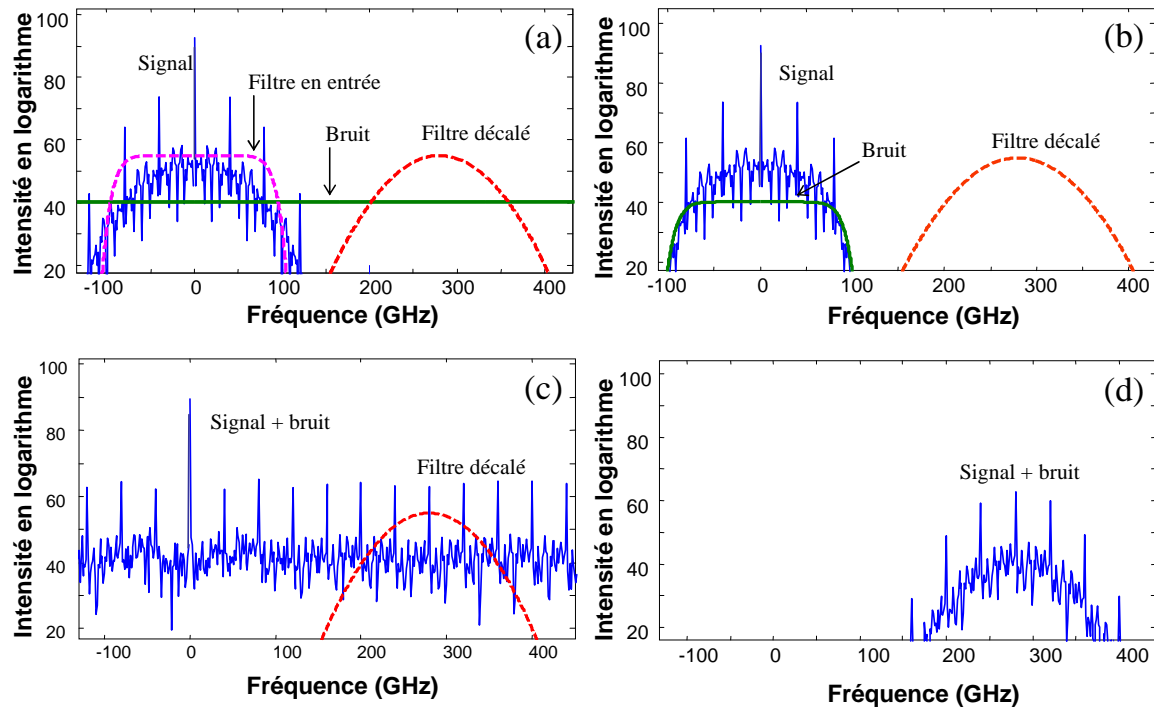


FIG. 4.21 – Différents spectres du signal et du bruit à différents endroits du régénérateur pour un débit de 40 Gbit/s : (a) en entrée du filtre flat-top, (b) en sortie du filtre flat-top, (c) en sortie de la fibre non-linéaire et (d) en sortie du filtre décalé.

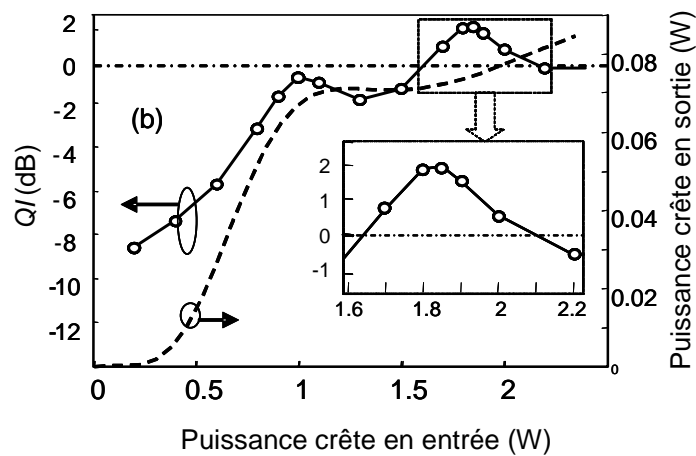


FIG. 4.22 – Evolution de  $QI$  en fonction de la puissance crête en entrée du régénérateur de Mamyshev (ligne continue) et FdT du régénérateur (pointillés) pour un débit de 40 Gbit/s.

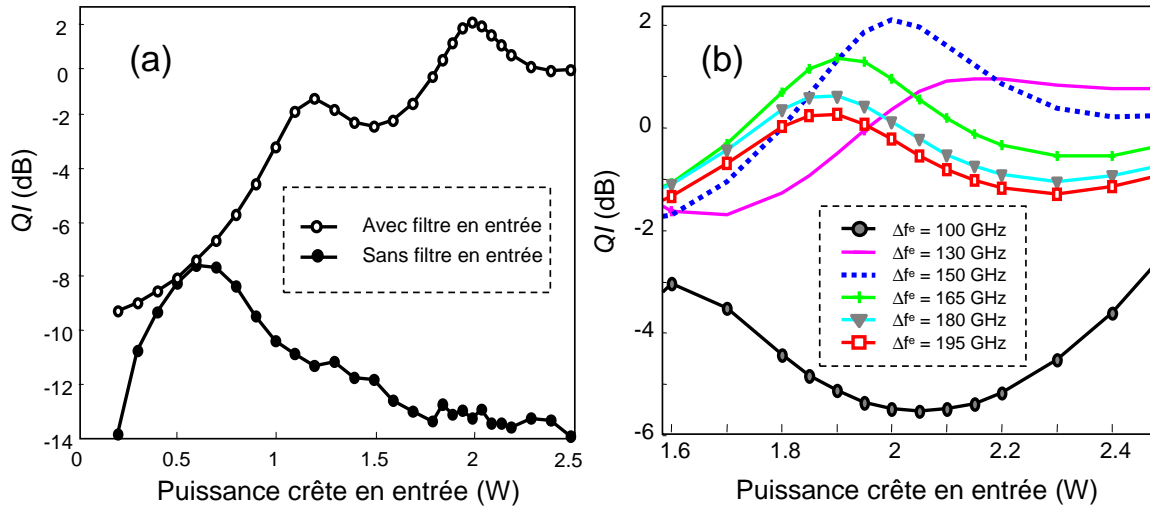


FIG. 4.23 – (a) Evolution de  $QI$  en fonction de la puissance crête en présence (points blancs) et en absence (points noirs) du filtre. (b) Evolution de  $QI$  en fonction de la puissance crête pour différentes largeurs spectrales du filtre en entrée.

d'autres auteurs par la suite, proposent une approche "fonction de transfert" où le bruit est pris en compte par le changement de puissance d'une impulsion unique. Dans ce cas, l'efficacité du régénérateur est démontrée par la présence du plateau sur la FdT, ce qui ne dépend pas de la présence d'un filtre en entrée. Dans le cas d'une étude plus orientée "système", où la source de bruit est en général l'émission spontanée large bande des amplificateurs optiques, la présence du filtre en entrée devient obligatoire. Nous avons vérifié que, dans la plupart des démonstrations expérimentales du régénérateur de Mamyshev de la littérature, une fonction de filtrage en entrée du régénérateur était présente.

La figure 4.23.a présente l'amélioration du facteur  $Q$  en fonction de la puissance du signal dans le cas où l'on utilise un filtre en entrée et dans le cas où l'on enlève ce filtre. Le filtre utilisé a une forme "flat-top" avec une largeur spectrale de 150 GHz (1,1 nm) ce qui permet de filtrer le bruit tout en conservant le spectre du signal en entrée. Nous constatons que l'absence du filtre ne permet pas de régénérer le signal mais le dégrade au contraire. Ce point a été vérifié expérimentalement par les travaux de Yang *et al.* [154].

La figure 4.23.b présente différentes évolutions de l'amélioration du facteur  $Q$  en fonction de la puissance du signal pour différentes valeurs de la largeur spectrale  $\Delta f^e$  du filtre en entrée. La largeur spectrale du filtre d'entrée qui améliore au mieux les performances du régénérateur est de  $\Delta f^e = 150$  GHz dans notre cas.

Enfin, d'autres simulations numériques, réalisées avec différentes valeurs de paramètres, nous ont permis de confirmer le point très important suivant. Les paramètres du régénérateur de Mamyshev, conduisant à une FdT de type B, sont également les paramètres qui conduisent à la meilleure amélioration du facteur  $Q$ .

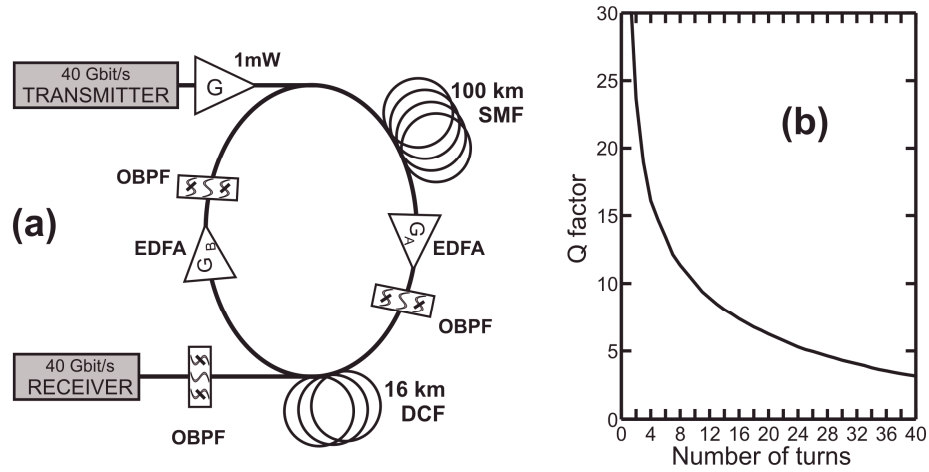


FIG. 4.24 – (a) Boucle à recirculation avec 100 km de fibre SMF et 16 km de fibre DCF. (b) Facteur  $Q$  en fonction du nombre de tours, d'après [14].

#### 4.2.2.2 Dégradation du signal au cours de la transmission

Dans le cadre d'une collaboration avec l'ICB de Dijon, nous avons cherché à comparer nos résultats de simulation concernant l'étude des performances du régénérateur de Mamyshev avec ceux obtenus par l'ICB. Le régénérateur ayant servi à la comparaison avait une structure très proche de celle étudiée précédemment. Le débit est de 40 Gbit/s et le rapport cyclique de 25 %.

Nos collègues de Dijon utilisent le logiciel commercial de transmission optique VPI pour effectuer leurs simulations. Pour dégrader le signal, ils simulent une boucle à recirculation qui comprend de la fibre de transmission, de la fibre à compensation de dispersion, des EDFA, etc.

La figure 4.24.a décrit la boucle à recirculation avec 100 km de fibre SMF et 16 km de fibre DCF en supposant que la fibre DCF compense à la fois la dispersion et la pente de la dispersion. Le bruit introduit par les EDFA est la cause principale de dégradation du signal. L'évolution du facteur  $Q$  en fonction du nombre de tours dans la boucle à recirculation est présentée sur la figure 4.24.b.

Pour qualifier le régénérateur de Mamyshev, le paramètre  $QI$  (l'amélioration du facteur  $Q$ ) a été tracé en fonction de la puissance en entrée du régénérateur qui avait été inséré devant le récepteur. La figure 4.25 présente l'évolution de l'amélioration du facteur  $Q$  par le régénérateur de Mamyshev en fonction de la puissance en entrée pour trois valeurs de facteur  $Q$  en entrée, obtenue par l'ICB.

Nous constatons que l'ICB obtient des résultats similaires aux nôtres, c'est-à-dire que le point de fonctionnement pour les "1" ne correspond pas au plateau de la fonction de transfert. Il est décalé significativement vers les plus hautes puissances sauf pour le cas où le signal en entrée est très dégradé ( $Q = 3,3$ ).

La valeur d'amélioration du facteur  $Q$ , plus élevée que dans notre cas, s'explique par

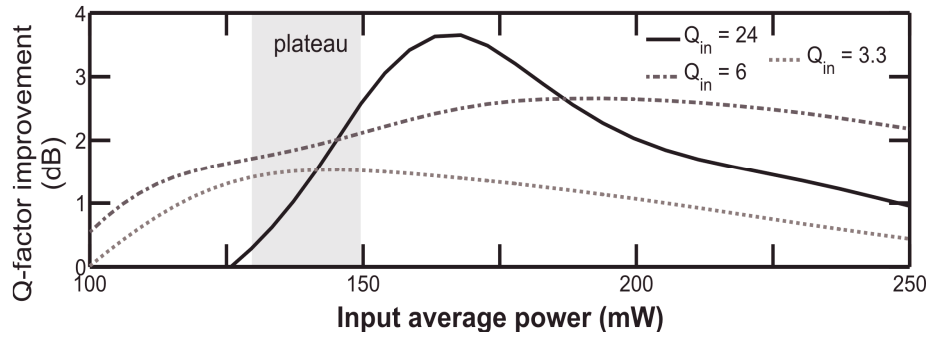


FIG. 4.25 – Evolution de  $QI$  en fonction de la puissance en entrée du régénérateur de Mamyshev pour différentes qualités du signal pour un débit de 40 Gbit/s, d'après [14].

le fait que la configuration du régénérateur est légèrement différente du cas précédent (elle comprend 3,5 km de fibre non-linéaire au lieu de 2,5 km dans le cas précédent).

### 4.2.3 Explication pour le décalage du point de fonctionnement

Jusqu'à maintenant nous avons présenté deux approches pour étudier le régénérateur de Mamyshev : l'approche "fonction de transfert" et l'approche "amélioration du facteur  $Q$ ". La première approche permet de déterminer un jeu de paramètres pour la conception d'un régénérateur optimal et la deuxième approche permet de quantifier les performances du régénérateur en terme d'amélioration de la qualité du signal. Ces deux approches sont complémentaires mais elles diffèrent sur un point : la détermination de la puissance de travail du régénérateur. Il nous faut maintenant expliquer ce désaccord.

#### 4.2.3.1 Cas d'une impulsion unique

Alors qu'il réduit efficacement le bruit d'amplitude (ou gigue d'amplitude), le régénérateur de Mamyshev introduit une gigue temporelle. En effet, en raison du principe même de l'automodulation de phase, des impulsions de puissances crêtes différentes ne se trouvent pas extraites au même instant du régénérateur, conduisant alors, comme illustré sur la figure 4.26, à un décalage temporel  $\Delta T$ . La gigue temporelle correspond à l'amplitude du décalage relatif pour des variations de puissance crête des impulsions. La gigue temporelle dégrade la qualité du signal à la détection et affecte le facteur  $Q$  du signal.

Sur la figure 4.27.a, nous avons tracé ce décalage  $\Delta T/\tau_e$ , référencé par rapport à une impulsion initiale et normalisé par la durée à mi-hauteur  $\tau_e$  de l'impulsion initiale, en fonction de la puissance crête en entrée [155]. Les paramètres de simulation sont identiques à ceux dans la figure 4.22. Nous remarquons que, dans la zone correspondant au plateau de la fonction de transfert (zone 1), les variations de  $\Delta T/\tau_e$  sont importantes, impliquant une gigue temporelle pouvant aller jusqu'à 20 % de  $\tau_e$ . Par contre, pour des puissances plus élevées, dans une zone quasiment linéaire de la fonction de transfert (zone 2), les variations de  $\Delta T/\tau_e$  sont quasi-nulles, impliquant une gigue temporelle quasi inexistante. Le point de

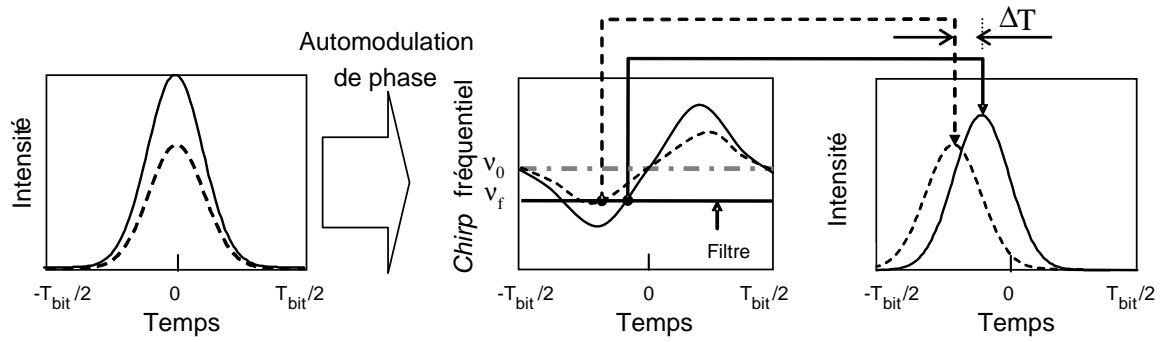


FIG. 4.26 – Illustration du décalage temporel induit par automodulation de phase entre deux impulsions de puissance crête différente.

fonctionnement pour la puissance crête des symboles "1" doit donc être un compromis entre un point de fonctionnement dans la zone 1 où le bruit d'amplitude est réduit et un point de fonctionnement dans la zone 2 où la gigue temporelle introduite par le régénérateur est minimale.

En raison de son caractère unique, permettant de quantifier les dégradations d'un signal dues aux variations d'amplitude et à la gigue temporelle, le facteur  $Q$  est un bon indicateur des performances du régénérateur. Les figures 4.22 et 4.25 nous indiquent effectivement que le point de fonctionnement optimal se situe dans la zone intermédiaire entre la zone 1 et la zone 2. L'amélioration maximale du facteur  $Q$  ne coïncide donc pas avec la zone du plateau de la FdT.

La figure 4.27.b représente l'évolution de la durée à mi-hauteur  $\tau_s$  de l'impulsion de sortie (normalisée par rapport à  $\tau_e$ ) en fonction de la puissance crête en entrée. La zone où a lieu l'amélioration maximum du facteur  $Q$  correspond également à la zone qui préserve au mieux les durées d'impulsions.

Dans ce paragraphe, nous avons étudié la propagation d'une impulsion unique dans le régénérateur et montré la prédominance de la gigue temporelle dans la zone du plateau. Examinons maintenant le cas d'un train d'impulsions se propageant dans le régénérateur.

#### 4.2.3.2 Cas d'un train d'impulsions de séquence aléatoire

Généralement, une fonction de transfert est une courbe représentant la puissance crête d'une impulsion en sortie en fonction de la puissance crête d'une impulsion en entrée avec une durée temporelle fixée. Dans la réalité, à cause de la dispersion, des effets non-linéaires et des interactions entre impulsions, la durée des impulsions varie d'une impulsion à l'autre dans un train d'impulsions.

La figure 4.28 montre la variation de la durée et de la puissance crête des impulsions dans un train de 1024 impulsions, pour une puissance moyenne de 1 mW, après une transmission sur 30 tours dans la boucle à recirculation décrite dans figure 4.24. Cette propagation est simulée par nos propres codes. Toutes les impulsions injectées au départ sont au même



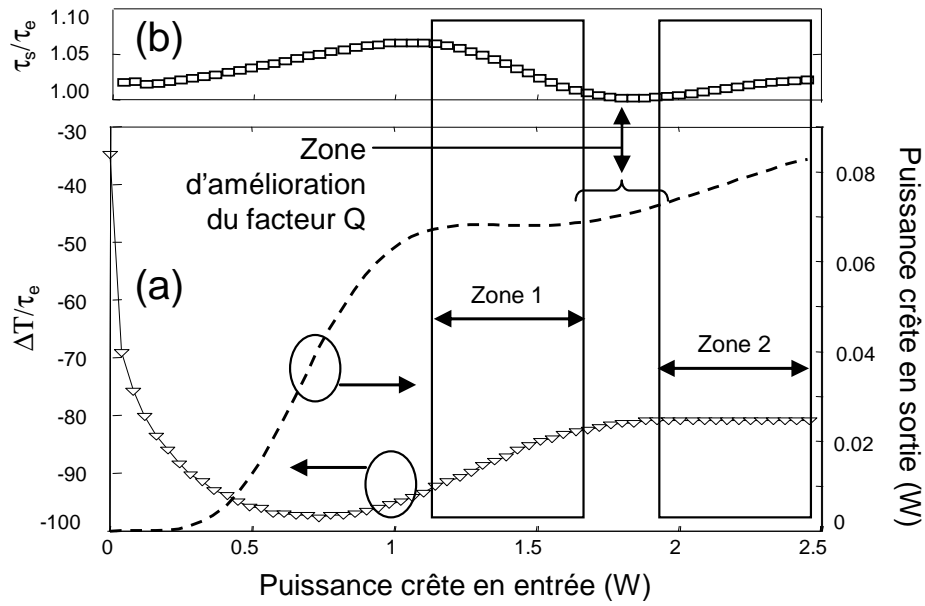


FIG. 4.27 – (a) Evolution de l'écart temporel  $\Delta T/\tau_e$  et (b) évolution de la durée  $\tau_s/\tau_e$  de l'impulsion de sortie en fonction de la puissance crête en entrée.

niveau de puissance (7,2 mW) et ont la même durée (6,25 ps).

Nous constatons une dispersion des valeurs de durée des impulsions et de puissance crête des impulsions. Toutefois, plutôt que de s'organiser de manière complètement aléatoire, nous remarquons que cette dispersion va dans le sens d'une préférence pour la conservation de l'énergie des impulsions. En effet, une réduction de la durée des impulsions s'accompagne préférentiellement d'une augmentation de leur puissance crête.

Dans une expérience de régénération de type Mamyshev, le changement de durée d'impulsions implique une modification de la fonction de transfert du régénérateur, conformément à nos études présentées au paragraphe 4.2.1.1. La figure 4.29 présente trois FdT correspondant à trois largeurs temporelles à mi-hauteur différentes :  $0,8 \times T_{FWHM}$ ,  $T_{FWHM}$  et  $1,2 \times T_{FWHM}$ . Les paramètres du régénérateur sont identiques à ceux de la figure 4.22. Nous considérerons que, pour chacune de ces trois durées d'impulsion, l'énergie des impulsions ne change pas. C'est la raison pour laquelle nous avons tracé les FdT en fonction de la puissance moyenne et non de la puissance crête.

Le point intéressant est la présence d'une zone de puissances moyennes pour lesquelles les variations de largeurs d'impulsions induisent une moindre variation de puissance de sortie. Cette fois encore, cette zone ne coïncide pas avec la zone du plateau mais correspond à des puissances légèrement supérieures.

Au cours des paragraphes précédents, nous avons proposé deux effets qui expliquent le désaccord entre les valeurs du point de fonctionnement obtenues au moyen de l'approche FdT et de l'approche facteur  $Q$ . Le premier, dû à la gigue temporelle, est intrinsèque au régénérateur de Mamyshev. Le deuxième, dû aux variations de durées d'impulsions, est lié

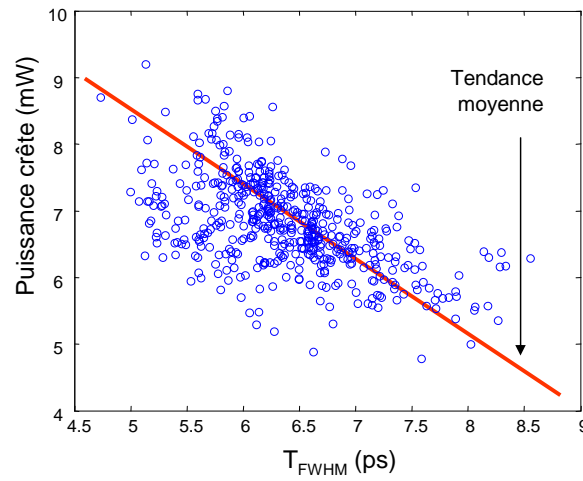


FIG. 4.28 – Variation de la durée et de la puissance crête des impulsions pour un débit de 40 Gbit/s après une transmission sur 3000 km.

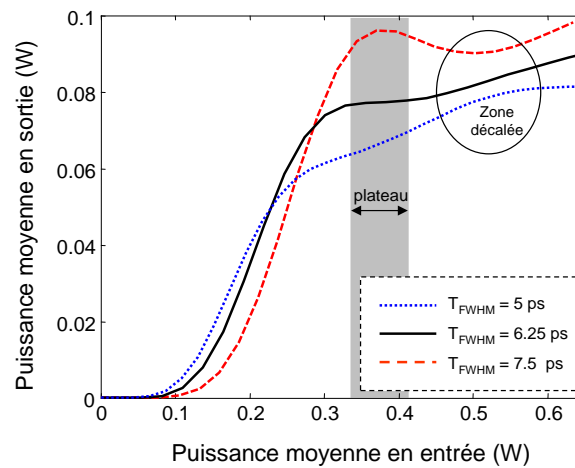


FIG. 4.29 – Evolution de la puissance moyenne du signal en sortie en fonction de la puissance du signal en entrée du régénérateur pour un débit de 40 Gbit/s avec différentes valeurs de largeur temporelle des impulsions en entrée.

à la dégradation du signal au cours de la propagation.

Au cours de ces études, nous avons pointé du doigt le rôle négatif de la gigue temporelle introduit par le régénérateur lui-même. Nous allons maintenant proposer une architecture de régénérateur double-étage visant à la réduire.

#### 4.2.4 Proposition d'une structure à double-étage limitant la gigue temporelle et conservant la longueur d'onde du signal

Un régénérateur idéal doit réduire le bruit d'un signal dégradé tout en conservant les caractéristiques du signal, en particulier les durées d'impulsions et la longueur d'onde. Or, le régénérateur de Mamyshev, parce qu'il nécessite un filtre optique décalé, provoque une conversion de longueur d'onde. Pour pallier cet inconvénient, Mamyshev a proposé de mettre en cascade deux régénérateurs identiques (mais de décalages opposés) pour revenir à la longueur d'onde initiale. Cette solution offre en plus l'avantage d'être plus efficace en termes de réduction du bruit.

Dans une configuration à double étage, en accord avec les études précédentes, il paraît logique que le deuxième régénérateur soit de type B afin de réduire au mieux le bruit en sortie du régénérateur. Cependant, comme nous venons de le voir, le régénérateur de type B introduit une gigue temporelle additionnelle. Concernant le premier étage du régénérateur complet, il nous a semblé judicieux de nous poser la question de savoir quelle devrait être sa fonction de transfert optimale (types A, B ou C?). L'idée sous-jacente est de réduire la gigue temporelle intrinsèque du régénérateur.

Si l'on reprend l'analyse théorique de la gigue temporelle introduite par le régénérateur de type B, présentée au paragraphe 4.2.3.1, nous constatons que :

- Ce sont les variations de puissance des impulsions qui introduisent la gigue temporelle,
- Le signe du décalage  $\Delta T$  entre deux impulsions de puissances différentes dépend du sens du décalage du filtre de sortie.

Par conséquent, deux régénérateurs en cascade, dont les décalages de filtres sont de signe opposé, peuvent potentiellement annuler la gigue temporelle du dispositif complet, à condition que le premier régénérateur conserve une gigue d'amplitude convenablement choisie. Notre étude théorique a montré que l'utilisation d'un régénérateur de type C, en tant que premier étage d'un régénérateur double-étage, permet de remplir cette fonction [156].

La configuration double-étage, qui permet de limiter la gigue introduite par le régénérateur, est présentée sur la figure 4.30.a. Des impulsions synchronisées correspondant à des "1" et des "0" de différents niveaux sont envoyées dans la première fibre (figure 4.30.b). Le régénérateur No.1 est utilisé autour d'un point de fonctionnement qui n'élimine pas complètement le bruit sur les "1". Sa fonction de transfert est de type C. On remarque que les impulsions ne sortent pas synchronisées du régénérateur (figure 4.30.c). En raison du sens du décalage du filtre, les impulsions les plus puissantes sont en avance sur les impulsions les moins intenses. Le régénérateur No.2, utilisé avec un filtre qui recentre le signal autour de

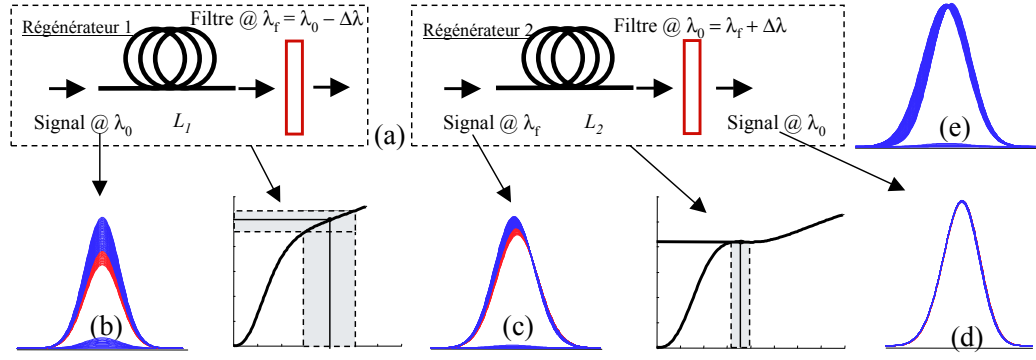


FIG. 4.30 – Double étage asymétrique de régénérateurs pour diminuer la gigue temporelle : (a) Configuration, (b) diagramme de l'œil du signal en entrée du régénérateur 1, (c) diagramme de l'œil du signal en sortie du régénérateur 1 (de type C) ainsi qu'en entrée du régénérateur 2, (d) diagramme de l'œil du signal en sortie du régénérateur 2 et (e) diagramme de l'œil du signal en sortie d'un régénérateur simple étage de type B pour un débit de 40 Gbit/s.

$\nu_0$ , a pour effet de réduire le bruit d'amplitude et de re-synchroniser les impulsions (figure 4.30(d)).

Les simulations précédentes ont été réalisées avec deux fibres microstructurées en verre de chalcogénure de longueurs 6 m et 3 m en supposant les paramètres suivants :  $\alpha = 1$  dB/m,  $D = -700$  ps/nm/km,  $\gamma = 15\,000$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>. Cette solution nécessite un amplificateur optique possédant un gain de 14,5 dB entre les deux régénérateurs. La figure 4.30.e montre, à titre de comparaison, le signal de sortie d'un régénérateur simple étage. Nous confirmons ainsi que notre proposition permet théoriquement de limiter la gigue introduite par le régénérateur de Mamyshev.

Nous profitons de cette étude pour insister sur le fait que les simulations précédentes ont été réalisées avec une fibre microstructurée en verre de chalcogénure de type As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>. Nous confirmons ainsi la forte potentialité de ces fibres, dans la mesure où, par exemple, des pertes de 1 dB/m soient possibles. Si, comme nous l'avons vu au chapitre 3, les pertes de ces fibres sont actuellement plutôt de l'ordre de 10 dB/m, il semblerait que l'objectif de 1 dB/m soit parfaitement réalisable par nos collègues de PERFOS et de l'EVC. Enfin, nous voulons faire remarquer que les fortes valeurs de pertes (1 dB/m) et de dispersion ( $-700$  ps/nm/km) ne sont pas du tout rédhibitoires pour la réalisation de dispositifs de régénération dans la mesure où une courte longueur de fibre est utilisée. Cette conclusion est en réalité déjà observable sur notre abaque de la figure 4.19.

#### 4.2.5 Bilan de l'étude théorique

L'étude théorique du régénérateur de Mamyshev que nous avons entreprise au commencement de ma thèse avait pour but de maîtriser la conception de régénérateurs en vue d'utiliser de nouvelles fibres fortement non-linéaires. Cette mission est accomplie puisque

Fibre	$L$ (m)	$\alpha$ (dB/km)	$\gamma$ (W <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> )	$D$ à 1550 nm (ps/nm/km)	$S$ (ps/nm <sup>2</sup> /km)
DSF	quelques km	0,25	2,6	0,15	0,07
HF96	200	12	38,5	-20	-0,05
FMC 2S1G	1,7	5 500	500	-700	-

TAB. 4.2 – Caractéristiques des fibres non-linéaires disponibles aux laboratoire.

nous avons établi un abaque permettant, d’une manière simple, d’identifier les fibres présentant un potentiel pour la régénération de type Mamyshev.

Les études théoriques se sont également poursuivies et ont permis d’obtenir des résultats originaux notamment en utilisant une approche permettant d’évaluer l’amélioration du facteur de qualité du signal.

Nous allons maintenant nous intéresser aux caractérisations expérimentales du régénérateur de Mamyshev et commencerons par la configuration simple-étage.

### 4.3 Etude expérimentale du régénérateur simple étage

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les résultats expérimentaux concernant le régénérateur de Mamyshev dans sa configuration la plus simple, c’est-à-dire la configuration simple-étage. Le dimensionnement du régénérateur s’effectue conformément aux études théoriques précédentes. Cependant un certain nombre de paramètres sont imposés par les composants disponibles au laboratoire. Nous commencerons ce paragraphe par décrire brièvement les outils expérimentaux disponibles au laboratoire.

#### 4.3.1 Les outils expérimentaux disponibles

Trois types de fibres non-linéaires sont disponibles aux laboratoire pour nos études : une fibre DSF standard, une fibre FMS fabriquée par PERFOS et une fibre FMC fabriquée par PERFOS et l’EVC. Le tableau 4.2 résume leurs caractéristiques.

Comme nous l’avons vu précédemment, le régénérateur de Mamyshev nécessite deux types de filtres optiques :

- Les filtres flat-top : nous disposons de filtres de largeur spectrale à 3 dB accordables de 0,28 nm à 6 nm.
- Les filtres gaussiens : nous disposons de quatre filtres de largeur spectrale à 3 dB de 0,27 nm, 0,41 nm, 0,51 nm et 0,76 nm avec des pertes d’insertion de 4,5 dB, 3 dB, 1,5 dB et 1,5 dB respectivement. Les rapports entre la largeur à 3 dB et la largeur à 20 dB pour ces quatre filtres sont : 0,27, 0,32, 0,3 et 0,28 respectivement tandis que ce rapport, pour une forme gaussienne idéale, est de 0,37.

Pour commencer l’étude expérimentale du régénérateur de Mamyshev, nous avons effectué des mesures de FdT pour différentes fibres. Ces mesures constituent les premières caractérisations importantes pour l’étude de tout régénérateur.

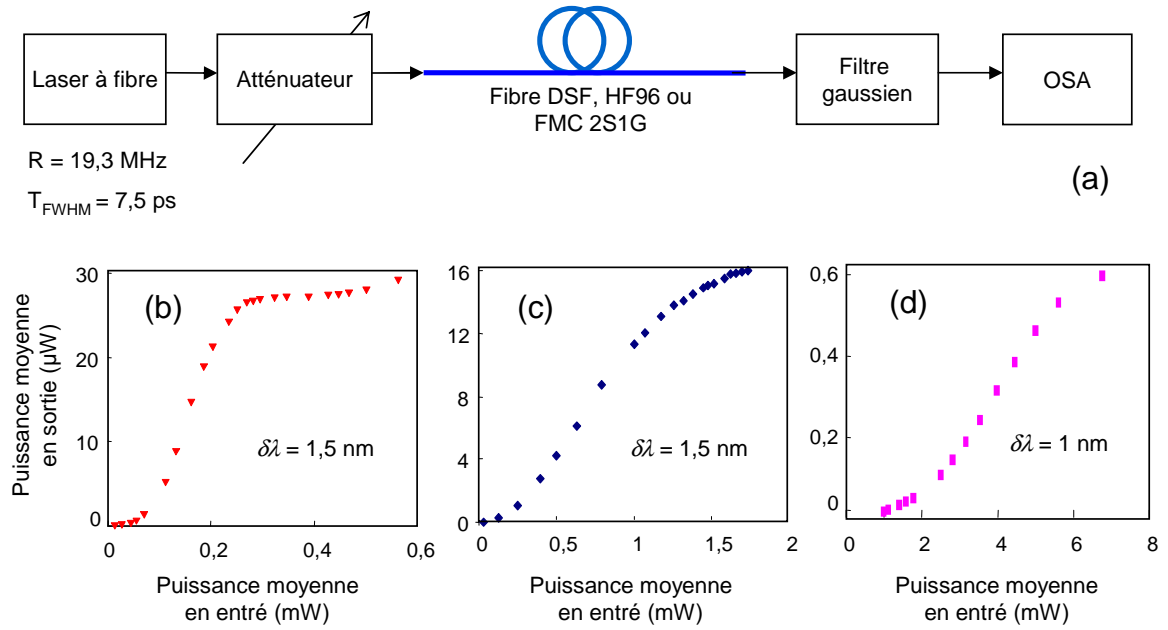


FIG. 4.31 – (a) Schéma du montage de la mesure des FdT au moyen de la source à modes bloqués. FdT obtenues avec : (b) 3 km de fibre DSF, (c) 200 m de fibre HF96 et (d) 1,7 m de fibre FMC 2S1G.

#### 4.3.2 Mesure de fonctions de transfert avec la source à modes bloqués

Le montage expérimental est représenté sur la figure 4.31.a. La source est un laser à fibre à modes bloqués dont le taux de répétition est de 19,3 MHz. Avec une puissance moyenne maximum de 10 mW et des impulsions de l'ordre de 10 ps, cette source permet d'atteindre des puissances crêtes jusqu'à 50 W. A la sortie du régénérateur, nous avons utilisé un analyseur de spectre (OSA) pour mesurer la puissance moyenne du signal.

Trois mesures ont été effectuées pour les trois types de fibres mentionnés précédemment : 3 km de DSF, 200 m de fibre FMS HF96 et 1,7 m de fibre FMC 2S1G. Pour le régénérateur constitué de la fibre DSF, des impulsions de 7,5 ps ont été utilisées. Le filtre en sortie, avec une largeur spectrale à 3 dB de 0,51 nm, est décalé de 1,5 nm. Pour le régénérateur constitué de la fibre FMS HF96, des impulsions de plus longue durée sont nécessaires pour obtenir une FdT de type B. Dans ce cas, nous avons utilisé des impulsions d'environ 12 ps, obtenues en filtrant la source impulsionnelle. Le filtre en sortie, avec une largeur spectrale à 3 dB de 0,27 nm, est décalé de 1,5 nm. En ce qui concerne le régénérateur constitué de la fibre FMC 2S1G, des impulsions de 7,5 ps ont été utilisées. Le filtre en sortie, avec une largeur spectrale à 3 dB de 0,27 nm, est décalé de 1 nm.

Les figures 4.31.b, 4.31.c et 4.31.d montrent les FdT obtenues.

Avec la fibre DSF (figure 4.31.b), nous obtenons bien une FdT de type B présentant un plateau pour des puissances crêtes compatibles avec les signaux haut débit à 40 Gbit/s (de 0,7 W à 1,5 W). Par contre pour les fibres FMS et FMC (figures 4.31.c et 4.31.d respectivement), la zone du plateau n'est pas atteinte, même pour des puissances crête aussi

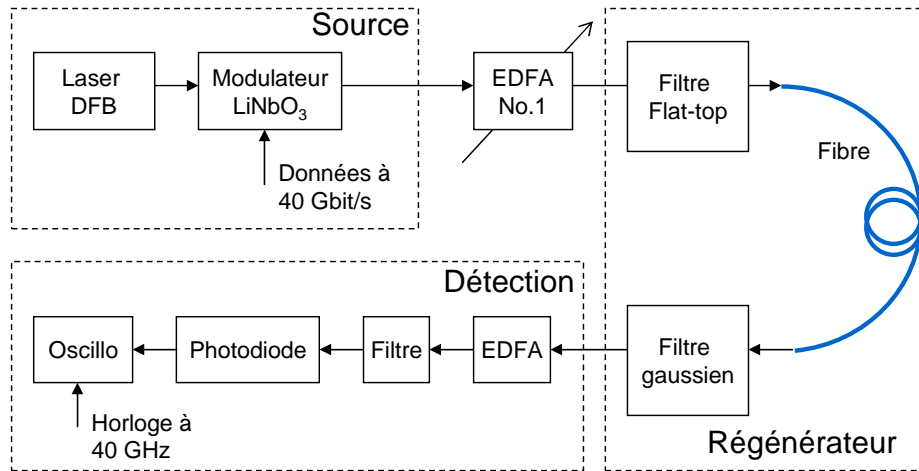


FIG. 4.32 – Montage de mesure de la fonction de transfert du régénérateur de Mamyshev à 40 Gbit/s.

élevées que 3,5 W et 20 W respectivement.

En conclusion, en l'état actuel d'avancement des travaux concernant d'élaboration de nouvelles fibres optiques fortement non-linéaires en verre de silice ou de chalcogénure, nous ne pouvons pas faire la démonstration de l'utilisation de ces fibres pour des applications de régénération optique. Des progrès doivent notamment encore être réalisés au niveau de la diminution de la valeur de la dispersion des fibres FMS et de la diminution de la valeur des pertes dans les fibres FMC. Ces travaux sont actuellement en cours dans le cadre du projet ANR FUTUR auxquels mes travaux de thèse contribuent activement.

Plusieurs autres FdT de régénérateurs conçus à partir de fibre DSF ont été mesurées en modifiant certains paramètres tels que la longueur de la fibre, la largeur du filtre en sortie, la dispersion, le décalage du filtre, etc. Ces FdT ont pour la plupart été présentées au paragraphe 4.2.1.1. Nous ne les représenterons pas ici.

### 4.3.3 Mesure de fonctions de transfert avec la source à haut débit : observation de l'effet Brillouin

Pour nous assurer que les FdT restaient valables avec la source à haut débit que nous utiliserons lors des caractérisations en boucle à recirculation (voir paragraphe 4.4), nous avons réalisé le montage de la figure 4.32. La source est un laser DFB modulé à 40 Gbit/s et de format RZ 33% ( $T_{FWHM} = 8$  ps). Nous mesurons la puissance des impulsions en sortie sur l'oscilloscope à échantillonnage.

En jouant sur la puissance à la sortie de l'EDFA No. 1, nous avons pu régler la puissance moyenne en entrée de la fibre jusqu'à 30 dBm. A la détection, nous traçons la tension crête d'une impulsion dite "isolée", c'est-à-dire une impulsion représentant un symbole "1" entourée de symboles "0".

Les paramètres du régénérateur pour lequel nous avons mesuré la FdT sont les suivants :

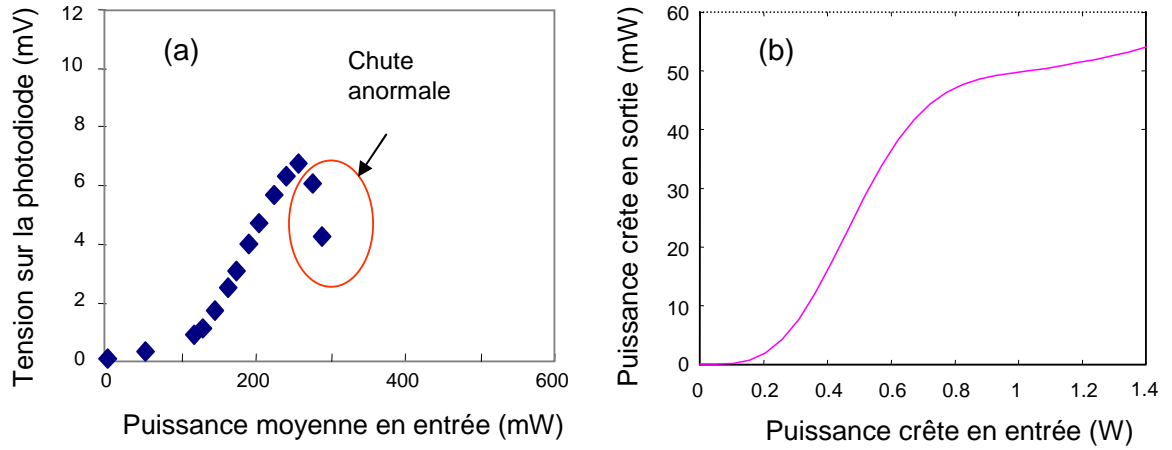


FIG. 4.33 – (a) FdT du régénérateur présentant une chute anormale de puissance et (b) FdT théorique pour un débit de 40 Gbit/s.

- $T_{FWHM} = 8$  ps à 1541 nm,
- Fibre DSF,  $L = 9$  km,
- $D = -0,5$  ps/nm/km à 1541 nm,
- Filtre gaussien de largeur spectrale égale à 0,41 nm.

Au cours de cette mesure, nous avons rencontré un phénomène d'instabilité sur la mesure de la tension à l'oscilloscope au delà d'une certaine puissance en entrée. La figure 4.33.a illustre une chute anormale de la puissance en sortie du régénérateur alors que la forme de la FdT devrait être similaire à la simulation présentée sur la figure 4.33.b. Nous avons supposé qu'une grande partie de la puissance du signal a été réfléchiée par effet Brillouin.

Pour confirmer notre hypothèse, nous avons effectué des mesures de la puissance réfléchiée sur les 9 km de fibre utilisée dans cette expérience. Le signal est couplé dans la fibre par le port 95% d'un coupleur (voir figure 4.34.a). Le port 5% est connecté à un puissance-mètre de haute sensibilité.

La courbe représentant la puissance moyenne réfléchiée en fonction de la puissance moyenne en entrée est représentée sur la figure 4.34.b. Elle montre une évolution non-linéaire caractéristique de l'effet Brillouin, à partir de 250 mW. L'observation du spectre du signal rétro-diffusé confirme la présence de l'effet Brillouin à travers les raies Stokes décalées de 10 GHz par rapport aux raies de modulation du signal (encart de la figure 4.34.b).

Une technique permettant de réduire le gain Brillouin dans la fibre, consiste à moduler le signal à basse fréquence. C'est ce que nous avons effectué, à une fréquence de 100 kHz, et nous avons constaté l'élimination quasi totale de la puissance retro-diffusée (figure 4.35).

L'effet Brillouin dans le régénérateur de Mamyshev a été évoqué dans la littérature dans la référence [13] mais les auteurs donnent peu de détails. Ils mentionnent juste l'utilisation d'un compresseur d'impulsions afin d'éliminer la rétrodiffusion Brillouin. Nous reviendrons sur ce point prochainement.

En supprimant l'effet Brillouin grâce à la modulation du courant du laser DFB (mo-



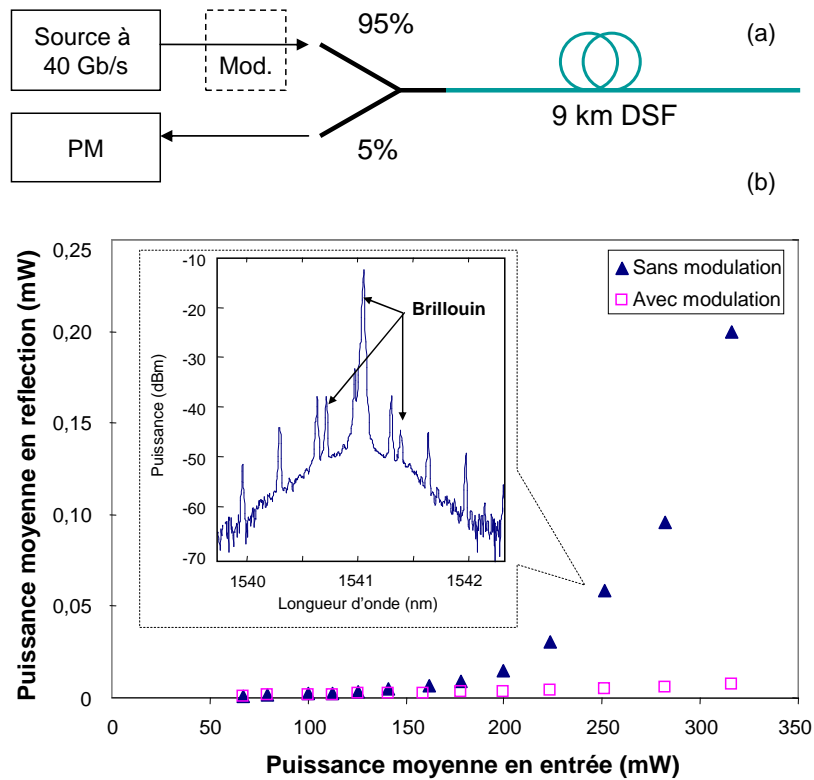


FIG. 4.34 – (a) Schéma du montage de la mesure de la puissance retro-diffusée. (b) Evolution de la puissance rétro-diffusée en fonction de la puissance en entrée et spectre du signal rétro-diffusé (encart).

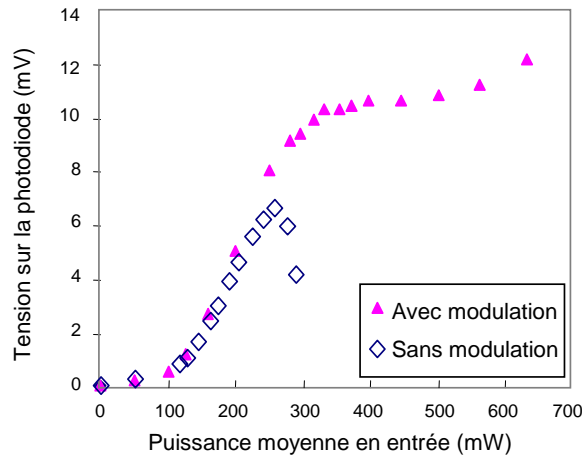


FIG. 4.35 – Mesures de la FdT avec et sans la modulation servant à supprimer l'effet Brillouin.

dulation sinusoïdale de 4% d'amplitude) à faible fréquence (150 kHz), nous avons obtenu la FdT présentée sur la figure 4.35. Elle est similaire à celle prévue par la simulation (voir figure 4.33). Cette FdT expérimentale présente un plateau horizontal (FdT de type B) ce qui signifie qu'elle est potentiellement adaptée à une expérience de régénération optique. Toutefois, la suppression de l'effet Brillouin à l'aide d'une modulation externe a mis en lumière un autre phénomène dégradant les performances du régénérateur. C'est ce que nous allons voir dans le prochain paragraphe.

#### 4.3.4 Observation de l'effet d'interférences entre symboles

Dans l'étude que nous allons présenter dans ce paragraphe, nous avons utilisé une configuration de régénérateur similaire à celle du paragraphe précédent en utilisant une modulation à basse fréquence pour éviter l'effet Brillouin. Toutefois, à partir d'une puissance injectée de 420 mW, nous avons observé un dédoublement du diagramme de l'œil à l'oscilloscope (figure 4.36).

Ce dédoublement provient du fait qu'il existe deux niveaux moyens pour les symboles "1" en sortie du régénérateur. Ce phénomène est clairement visible sur l'extrait de séquence représenté sur la figure 4.37.a. Notons que la puissance de 420 mW est la puissance qui correspond au milieu de la zone de plateau de la FdT de la figure 4.35 mais signalons que cet effet est observé sur une large gamme de valeurs de puissance en entrée, de 350 mW à 550 mW typiquement.

En regardant plus attentivement la séquence de la figure 4.37.a, nous constatons que le niveau le plus bas des "1" concerne les impulsions isolées ainsi que la dernière impulsion d'un train d'impulsions consécutives; le niveau le plus haut concerne les impulsions d'un train d'impulsions consécutives (sauf la dernière impulsion). Ce phénomène est reproduit par la simulation dans les mêmes conditions (figure 4.37.b).

Cette dépendance entre la puissance des impulsions et le motif de la séquence est expliqué

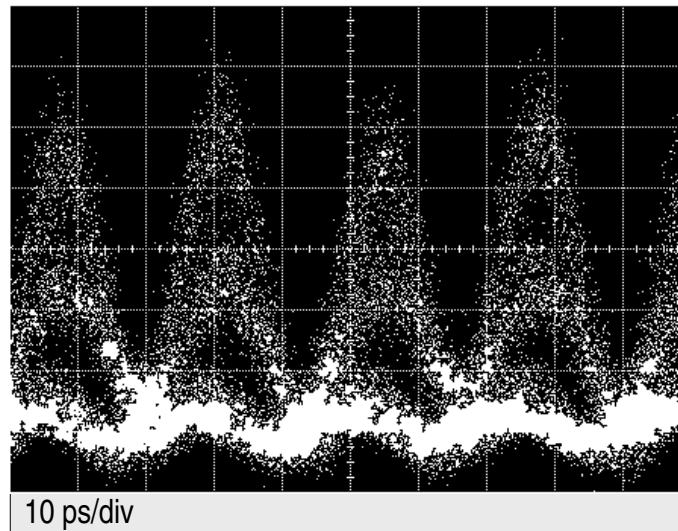


FIG. 4.36 – Dédoublage du diagramme de l’œil pour un débit de 40 Gbit/s.

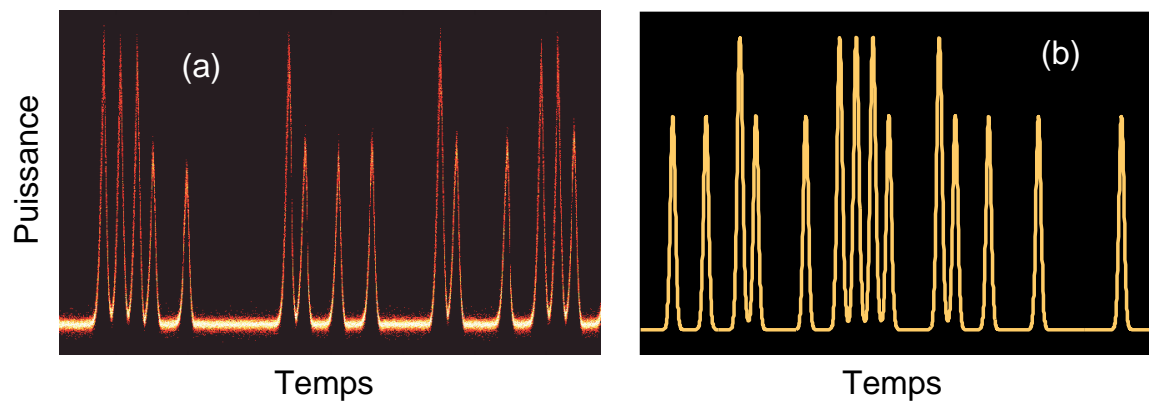


FIG. 4.37 – Extrait d’une séquence de signal en sortie du régénérateur obtenue expérimentalement (a) et en simulation (b).

par l'effet de mélange à quatre ondes intra-canal (ou IFWM pour Intrachannel Four-Wave Mixing) [157]. L'interaction entre impulsions voisines produit des fluctuations d'amplitude. Cet effet apparaît dans les systèmes de transmission à haut débit. Il peut créer des impulsions fantômes sur les "0" et créer une variation de puissance sur les "1" dans un train d'impulsions consécutives [157]. Les paramètres utilisés dans notre montage correspondent à la condition d'apparition de cet effet également évoqué par Her *et al.* dans la référence [144] :  $L = 9$  km,  $L_D \approx 41,4$  km et  $N \approx 10,7$ . Dans le paragraphe suivant, nous présentons notre solution pour éviter cet effet.

### 4.3.5 Solution pour éviter l'effet d'interférences entre symboles

Pour éliminer l'effet d'interférences entre symboles dans le régénérateur de Mamyshev, nous avons pensé à une solution consistant à utiliser moins de fibre dans le régénérateur en gardant (voire en diminuant) la valeur de la dispersion. Par conséquent, nous limitons la distance d'interaction entre impulsions voisines. Selon équation (4.2), lorsque l'on diminue  $L$  en gardant  $D$ , il faut diminuer la durée  $T_0$  des impulsions pour avoir la même fonction de transfert de type B. Notre proposition concorde donc avec celle, proposée par Her *et al.* [144], consistant à utiliser un compresseur avant le régénérateur pour réduire la durée des impulsions avant de les injecter dans la fibre.

La figure 4.38.a illustre une configuration de régénérateur associée au compresseur décrit dans le paragraphe 4.2.1.1. La FdT de ce régénérateur est présentée sur la figure 4.38.b et la séquence d'impulsions correspondant au point de fonctionnement situé au milieu de la zone du plateau de la FdT est présentée sur la figure 4.38.c. On note que la dégradation du signal due aux interférences entre symboles est considérablement réduite [158].

En plus de réduire l'effet d'interférences entre symboles dû à l'IFWM, le compresseur a également pour rôle d'éliminer la dégradation du signal due à l'effet Brillouin, décrite au paragraphe 4.3.3. En effet, les résultats présentés sur la figure 4.38 ont été obtenus sans l'utilisation de la modulation externe basse fréquence. L'utilisation d'un compresseur pour éliminer l'effet Brillouin dans le régénérateur de Mamyshev a été mentionné pour la première fois par Raybon *et al.* dans la référence [13] mais les auteurs s'étendent peu sur le sujet. Nous avons donc entrepris une étude systématique de l'influence de la durée des impulsions sur la puissance rétro-diffusée.

La figure 4.39 présente la mesure de la puissance rétro-diffusée en fonction de la puissance en entrée de 4 km de fibre DSF pour différentes durées d'impulsions. Les résultats montrent clairement la diminution, voir l'élimination, de l'effet Brillouin pour les impulsions courtes. L'explication que nous donnons est la suivante. On remarque, d'après l'encart de la figure 4.34.b que c'est la puissance contenue dans la raie à  $\nu_0$  du spectre du signal qui est responsable de la plus grande partie de la puissance Brillouin rétro-diffusée. Pour une même puissance moyenne de signal, en compressant les impulsions, on réduit la part de la puissance contenue dans la raie continue à  $\nu_0$  par rapport à la puissance totale. On réduit ainsi l'effet

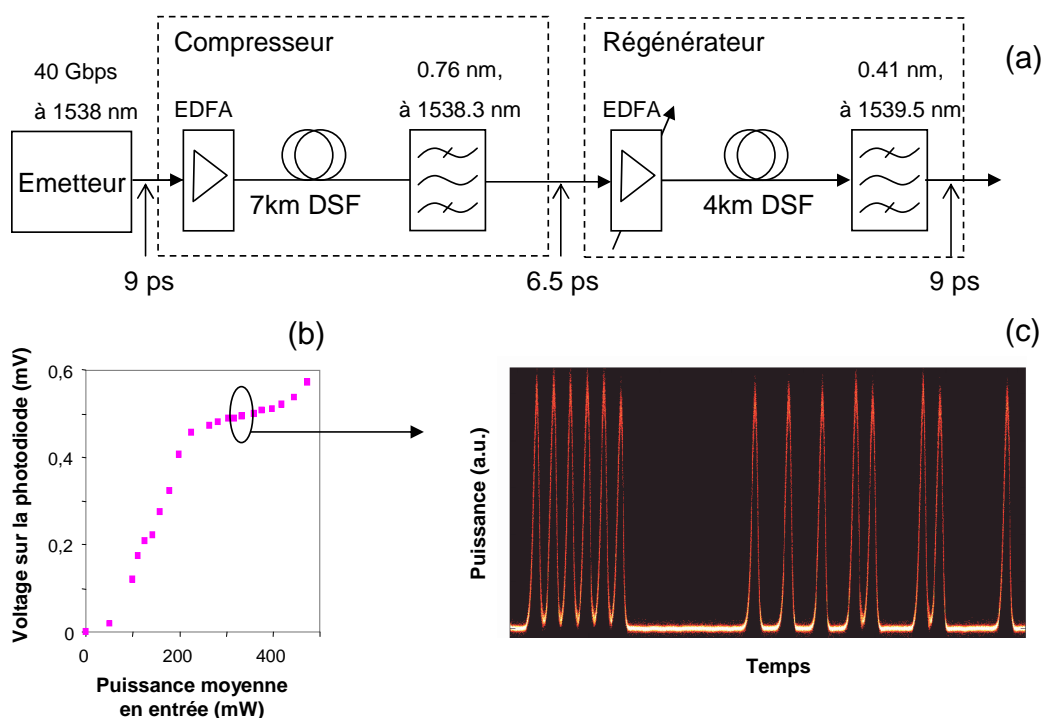


FIG. 4.38 – (a) Configuration du régénérateur associée avec un compresseur. (b) FdT du régénérateur et (c) extrait d'une séquence de signal en sortie du régénérateur obtenue expérimentalement.

Brillouin. De plus, en attaquant le régénérateur avec des impulsions de puissances crête plus élevées, on favorise l'effet Kerr qui contribue à élargir le spectre ce qui réduit encore la part de la puissance continue dans le signal. En résumé, une légère compression des impulsions (de 9 ps à 6 ps par exemple) suffit à initier un processus conduisant à l'élimination quasi complète de l'effet Brillouin.

Dans cette partie, consacré à l'étude expérimentale du régénérateur de Mamyshev simple-étage, nous avons conçu un régénérateur utilisant de la fibre DSF et avons montré qu'un compresseur d'impulsions était nécessaire lorsque l'on veut traiter un signal à 40 Gbit/s de format RZ 33%. L'utilisation d'impulsions courtes, dans le cadre de la régénération de type Mamyshev, avait déjà été évoquée dans la littérature [13, 144]. Notre contribution consiste en une démonstration claire et précise de l'intérêt de la réduction de la durée des impulsions pour éliminer l'effet Brillouin et le mélange à quatre ondes.

Le compresseur d'impulsions que nous proposons est basé sur l'effet d'élargissement spectral dû à la SPM dans une fibre et à l'utilisation d'un filtre décalé. L'analogie avec le régénérateur de Mamyshev simple-étage est frappante et c'est pourquoi nous avons eu l'idée d'utiliser le compresseur d'impulsions comme premier étage d'un régénérateur de Mamyshev double-étage. Nous obtenons ainsi un régénérateur complet, transparent à la longueur d'onde et s'affranchissant des effets non-linéaires indésirables.

Nous allons donc poursuivre notre étude du régénérateur de Mamyshev dans sa confi-

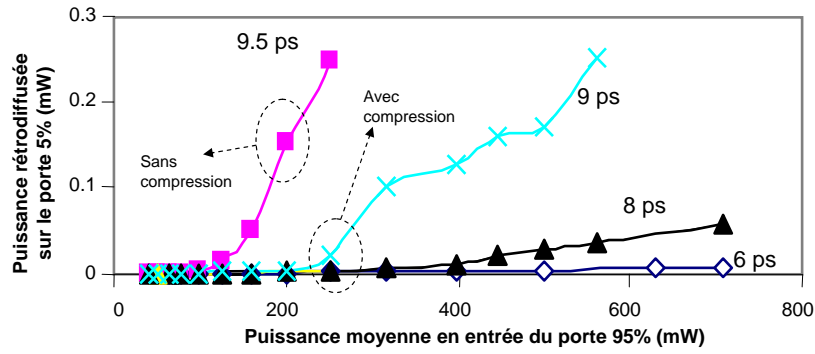


FIG. 4.39 – Puissance rétro-diffusée en fonction de la puissance moyenne du signal en entrée de 4 km de fibre DSF pour différentes durées d'impulsions.

guration double-étage.

## 4.4 Etude expérimentale du régénérateur double-étage

Sur la base des résultats précédents, concernant l'utilisation d'un compresseur d'impulsions devant un régénérateur de Mamyshev, nous avons proposé une nouvelle architecture de régénérateur de Mamyshev double-étage où le premier étage joue le rôle de compresseur et le deuxième étage le rôle de régénérateur.

### 4.4.1 Notre proposition de configuration double-étage

La figure 4.40 présente le montage du régénérateur, à base de fibre DSF, que nous avons réalisé. Le régénérateur complet inclut un compresseur et un régénérateur de Mamyshev. Le compresseur comprend 7 km de fibre DSF et un filtre gaussien de largeur 0,76 nm (à 3 dB) fixé à 1540,5 nm (décalé de 1 nm par rapport au signal à 1539,5 nm). Le régénérateur de Mamyshev inclut 4 km de fibre DSF avec une dispersion de  $-0,55$  ps/nm/km à la longueur d'onde du signal, un filtre flat-top en entrée de 1,4 nm (fixé à 1540,5 nm) et un filtre gaussien en sortie de 0,41 nm (fixé à 1539,5 nm).

Le signal à 40 Gbit/s est de format RZ 33%. La durée temporelle des impulsions est d'environ 8 ps. Les impulsions sont réduites à 6 ps en sortie du compresseur. La puissance requise par le compresseur est de 100 mW. Ce signal est amplifié pour obtenir une puissance de 160 mW à l'entrée du régénérateur. Cette puissance correspond au point de fonctionnement de la FdT présentée sur la figure 4.41. Cette FdT est mesurée en fixant la puissance en entrée du compresseur et en variant la puissance à l'entrée du régénérateur. Nous remarquons que la FdT est bien de type B, donc propice à la régénération.

A la sortie du régénérateur, nous retrouvons la même largeur temporelle du signal (8 ps) et la même longueur d'onde de 1539,5 nm. La figure 4.42 illustre les spectres capturés à différents endroits du régénérateur double étage.

Par rapport à la configuration à double-étage utilisée par Raybon *et al.* [13] et néces-

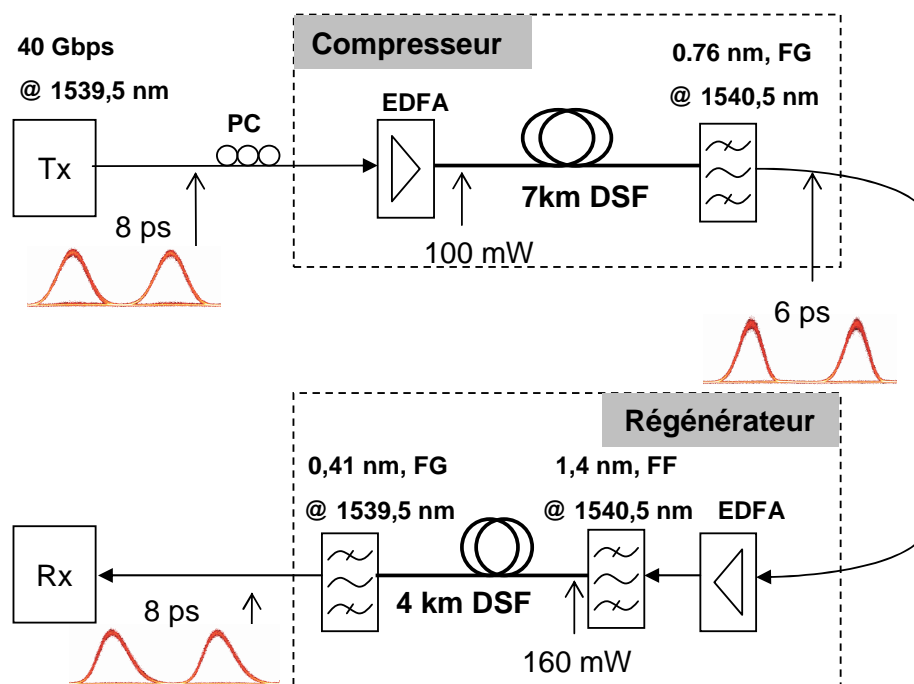


FIG. 4.40 – Montage du régénérateur double étage incluant un compresseur et un régénérateur simple étage. PC = contrôleur de polarisation, FG = filtre gaussien ; FF = Filtre flat-top.

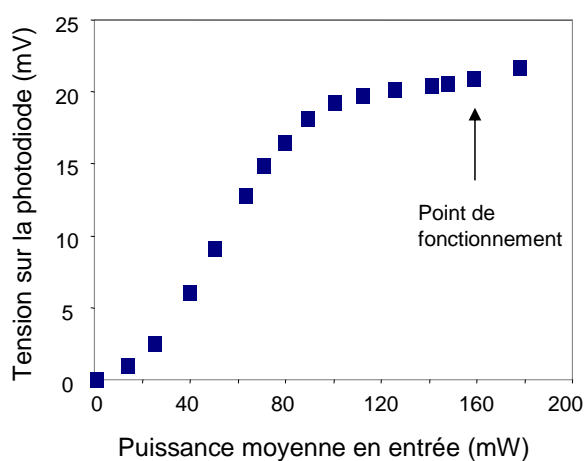


FIG. 4.41 – FdT du régénérateur pour un débit de 40 Gbit/s.

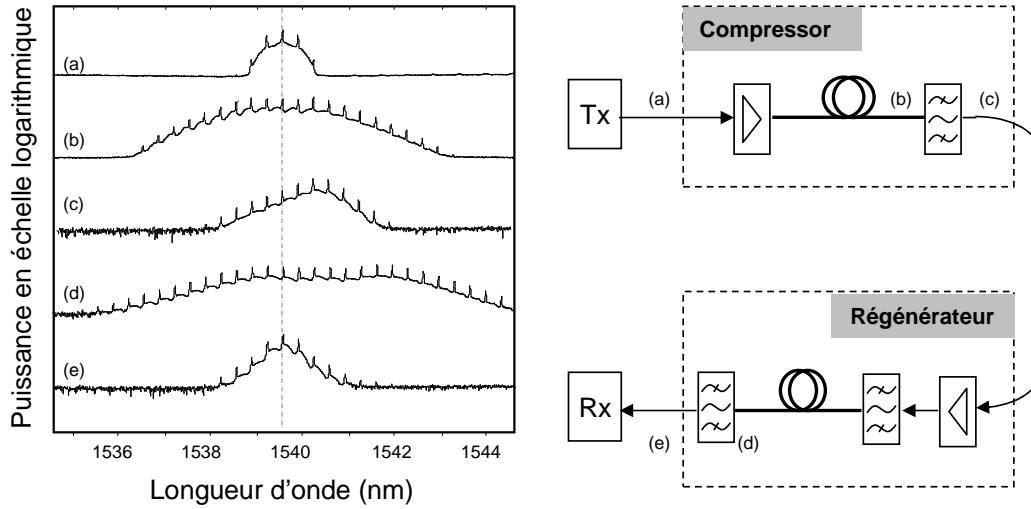


FIG. 4.42 – Spectres du signal à différents endroits du régénérateur pour un débit de 40 Gbit/s : (a) entrée du compresseur, (b) sortie de la fibre du compresseur, (c) sortie du compresseur, (d) sortie de la fibre du régénérateur et (e) sortie du régénérateur.

sitant un étage supplémentaire de compression avant le régénérateur double-étage, nous économisons, grâce à notre proposition, l'emploi d'un étage de régénération tout en gardant la transparence à la longueur d'onde et en éliminant l'effet Brillouin et l'IFWM.

De plus notre configuration permet de réduire la puissance optique requise pour les deux raisons suivantes :

- Pour l'étage de compression, nous ne cherchons pas spécialement une forme en "S" pour la FdT mais seulement la compression d'impulsions sans dégradation additionnelle. Par conséquent, la puissance nécessaire pour cet étage est plus faible. En effet, on remarque, d'après les figures 4.42.b et 4.42.d, que l'élargissement spectral requis pour l'étage de compression est moins important que celui nécessaire à l'étage de régénération.
- Pour l'étage de régénération, nous économisons également un facteur 2 dB en puissance par rapport à un régénérateur normal parce que nous utilisons des impulsions de 6 ps (au lieu de 8 ps). En effet, la puissance crête plus élevée de ces impulsions favorise l'effet Kerr. D'autre part, le spectre du signal en entrée du régénérateur est pré-élargi, il requiert donc moins de puissance pour s'élargir jusque dans la bande passante du filtre.

## 4.4.2 Caractérisations en déployé

### 4.4.2.1 Le montage

La figure 4.43 illustre le montage permettant de caractériser l'efficacité du régénérateur en déployé. Le terme déployé vient du fait que nous n'effectuons qu'un seul passage dans la boucle à recirculation courte que nous présenterons en détail au paragraphe 4.4.3.1.



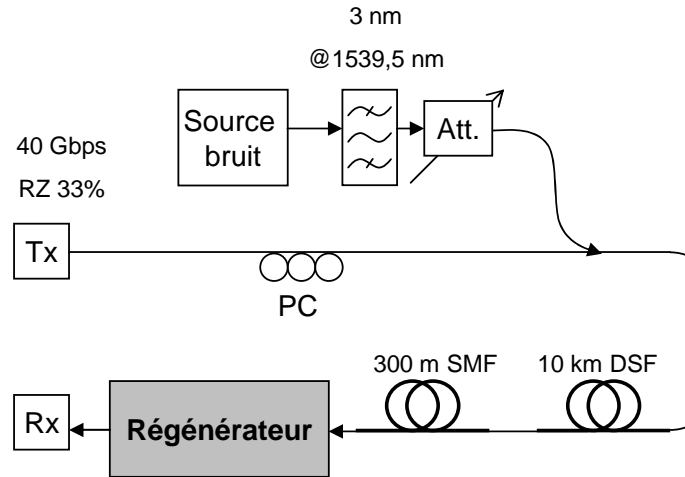


FIG. 4.43 – Montage pour la caractérisation de l'efficacité du régénérateur en déployé.

Le signal est une séquence pseudo-aléatoire de  $2^{31} - 1$  bits à 40 Gbit/s avec une puissance de  $-10$  dBm à 1539,5 nm. A cette longueur d'onde, la dispersion de la fibre DSF est de  $-0,55$  ps/nm/km ce qui conduit à une dispersion totale de  $-5,5$  ps/nm pour 10 km. Une longueur d'environ 300 m de fibre SMF ( $D = 17$  ps/nm/km) a été utilisée pour compenser la dispersion. Un contrôleur de polarisation a été inséré dans le montage pour éviter les effets dus à la polarisation du signal. Pour dégrader le signal, nous utilisons une source d'émission spontanée amplifiée couplée au signal après un filtre de 3 nm et un atténuateur variable. En changeant la valeur de l'atténuation, l'OSNR varie dans une gamme de 14,5 à 45 dB/1nm. Notons que le filtre de 3 nm (à 3 dB) joue le rôle de filtre d'entrée pour le compresseur.

Nous allons maintenant présenter nos caractérisations du régénérateur en termes d'amélioration du facteur de qualité du signal. Nous devons, dans un premier temps, préciser comment nous mesurons un facteur de qualité, différent du facteur  $Q$ , que nous appellerons facteur d'amélioration du diagramme de l'œil  $Q$ -eye.

#### 4.4.2.2 Mesure du facteur de qualité

Le facteur de qualité, appelé facteur  $Q$ , est un paramètre permettant de caractériser la qualité d'un signal. Il a été défini au paragraphe 1.1.1.11 et s'exprime par la relation que nous rappelons ici :

$$Q = \frac{I_1 - I_0}{\delta_1 + \delta_0} \quad (4.9)$$

où  $I_1$  et  $I_0$  sont les valeurs moyennes des photo-courants des symboles "1" et "0" et  $\delta_1$  et  $\delta_0$ , les racines carrées des variances des densités de probabilité des symboles "1" et "0".

Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.2.2, la détermination du facteur  $Q$  d'un signal avant et après un régénérateur permet d'apprécier la réduction du bruit, et donc l'ouverture du diagramme de l'œil, réalisée par un régénérateur.

La mesure expérimentale du facteur  $Q$  d'un signal quelconque, n'est toutefois pas chose aisée car les paramètres de l'équation (4.9), c'est-à-dire  $I_1$ ,  $I_0$ ,  $\delta_1$  et  $\delta_0$ , ne sont souvent pas directement mesurables. Afin de contourner le problème, on peut penser à utiliser la relation (1.9) donnant le TEB optimal en fonction du facteur  $Q$  à condition des distributions gaussiennes de probabilités des niveaux du signal, que nous rappelons ici :

$$TEB = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \quad (4.10)$$

Cependant, cette relation n'offre un intérêt pratique que lorsque le TEB est mesurable, c'est-à-dire lorsqu'il est supérieur à  $10^{-10}$  en pratique.

Lorsque le TEB est beaucoup plus faible, et que les distributions de probabilités restent gaussiennes, il existe une technique pour mesurer le facteur de qualité  $Q$  [159]. Elle consiste à tracer la courbe d'évolution du TEB en fonction du seuil de décision à un instant de décision donné, choisi de manière à ce que le taux d'erreur soit minimum (figure 1.10). Des formes générales pour cette courbe sont illustrées par la figure 4.44. Elle permet de connaître la distribution de probabilité des symboles "0" et des symboles "1". En supposant que ces distributions de probabilité sont gaussiennes, le TEB est relié au seuil de décision  $D_0$  par la relation suivante [23] :

$$TEB = \frac{1}{4} \operatorname{erfc} \left( \frac{I_1 - D_0}{\sqrt{2}\delta_1} \right) + \frac{1}{4} \operatorname{erfc} \left( \frac{D_0 - I_0}{\sqrt{2}\delta_0} \right) \quad (4.11)$$

En pratique, les valeurs de  $I_1$ ,  $I_0$ ,  $\delta_1$  et  $\delta_0$  sont déterminées en approchant la courbe expérimentale d'évolution du TEB en fonction de  $D_0$  par la courbe théorique donnée par l'équation (4.11). Le facteur  $Q$  peut alors être calculé en injectant les valeurs de  $I_1$ ,  $I_0$ ,  $\delta_1$  et  $\delta_0$  dans l'équation (4.9) et, si on le souhaite, le TEB optimal peut être calculé en utilisant l'équation (4.10).

La technique de mesure du facteur  $Q$  que nous venons de décrire n'est valable que dans l'hypothèse de distributions de probabilité gaussiennes. Or un signal régénéré ne satisfait plus à cette hypothèse [152]. Cette technique de mesure de facteur  $Q$  n'est donc pas valable dans le cas d'un signal régénéré<sup>1</sup>.

Si la courbe d'évolution du TEB en fonction de  $D_0$  ne permet pas de calculer le facteur  $Q$ , au sens où il est défini par l'équation (4.9), il nous semble toutefois raisonnable de penser que cette courbe, mesurée par exemple avant un régénérateur (figure 4.44.a) et après un régénérateur (figure 4.44.b), permet d'évaluer l'amélioration de la qualité d'un diagramme de l'œil. De plus, nous avons pu constater que la courbe théorique donnée par l'équation (4.11) reste une bonne approximation de la courbe expérimentale d'évolution du TEB en fonction de  $D_0$  pour un signal régénéré lorsque le TEB est supérieur à une certaine valeur (par exemple  $10^{-4}$  dans le cas de la figure 4.44.b pour un OSNR à l'entrée du régénérateur

<sup>1</sup>Si elle était valable, nous devrions conclure qu'une amélioration du facteur  $Q$  par un régénérateur conduit à une amélioration du TEB optimal, conformément à l'équation (4.10), ce qui, en principe, est impossible [2, 152].

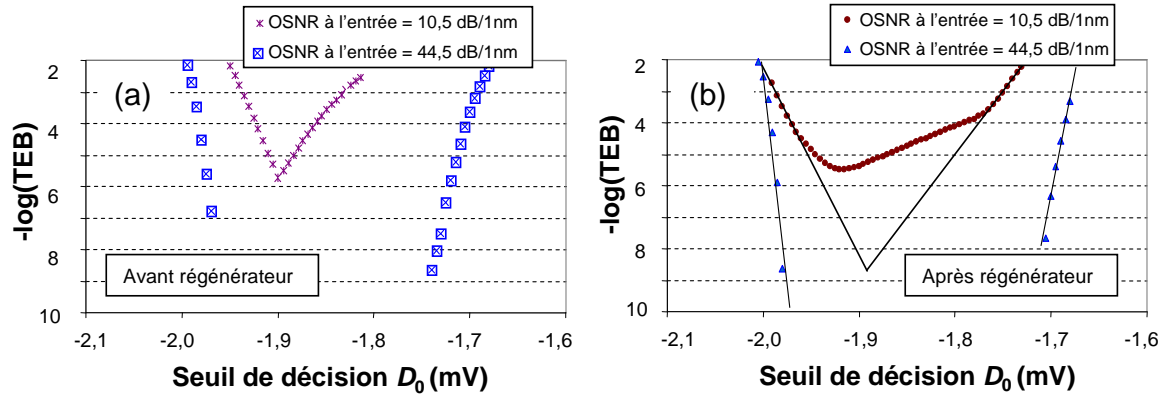


FIG. 4.44 – Evolution du TEB en fonction du seuil de décision (a) pour des signaux dont les distributions de probabilité des symboles "0" et des symboles "1" sont gaussiennes (avant le régénérateur, par exemple) et (b) pour des signaux dont les distributions de probabilité des symboles "0" et des symboles "1" ne sont pas gaussiennes (après le régénérateur, par exemple). Les lignes continues sont les approximations effectuées par les courbes théoriques données par l'équation (4.11).

de 10,5 dB/1nm). Il nous a donc semblé opportun d'évaluer expérimentalement le facteur de qualité du diagramme de l'œil d'un signal régénéré à l'aide des équations (4.11) et (4.9). Nous appellerons ce facteur "*Q*-eye" pour le différencier du facteur *Q* qui, rappelons le, ne peut être utilisé que dans le cas de distributions gaussiennes. Nous nous garderons évidemment bien de relier le facteur *Q*-eye à une quelconque évaluation du TEB. Enfin, nous noterons que dans le cas d'un signal dont la distribution de bruit est gaussienne le facteur *Q*-eye est identique au facteur *Q* habituel.

#### 4.4.2.3 Facteur d'ouverture du diagramme de l'œil

La figure 4.45 montre les mesures de TEB en fonction du seuil de décision avec un OSNR de 15,5 dB/1nm avec et sans régénérateur. Nous constatons une nette amélioration de la qualité du signal avec une redistribution des densités de probabilités pour les niveaux "0" et les niveaux "1". La tolérance du seuil de décision pour un TEB de  $10^{-9}$  est presque doublée en présence du régénérateur. Nous appellerons facteur d'ouverture du diagramme de l'œil *QI*-eye le rapport entre le facteur *Q*-eye après le régénérateur et le facteur *Q*-eye avant le régénérateur. Le facteur d'ouverture est estimé dans notre cas à *QI*-eye = 1 dB. Les diagrammes de l'œil avant et après le régénérateur sont présentés sur la figure 4.46.

En changeant l'OSNR, nous avons obtenu différentes valeurs de *QI*-eye. Le maximum d'ouverture du diagramme de l'œil se produit pour un OSNR de 17,5 dB/1nm et nous obtenons une valeur de *QI*-eye = 1,3 dB (figure 4.47). Nous remarquons que plus l'OSNR est grand, moins la valeur de *QI*-eye est bonne.

#### Optimisation du régénérateur par un filtre flat-top en entrée

Dans notre étude théorique concernant le régénérateur de Mamyshev, nous avons démontré que le régénérateur fonctionne le plus efficacement avec une largeur spectrale déterminée

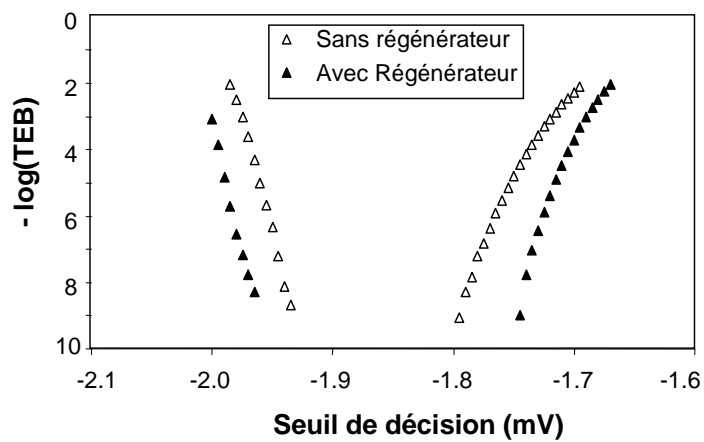


FIG. 4.45 – TEB en fonction du seuil de décision pour un OSNR de 15,5 dB/1nm.

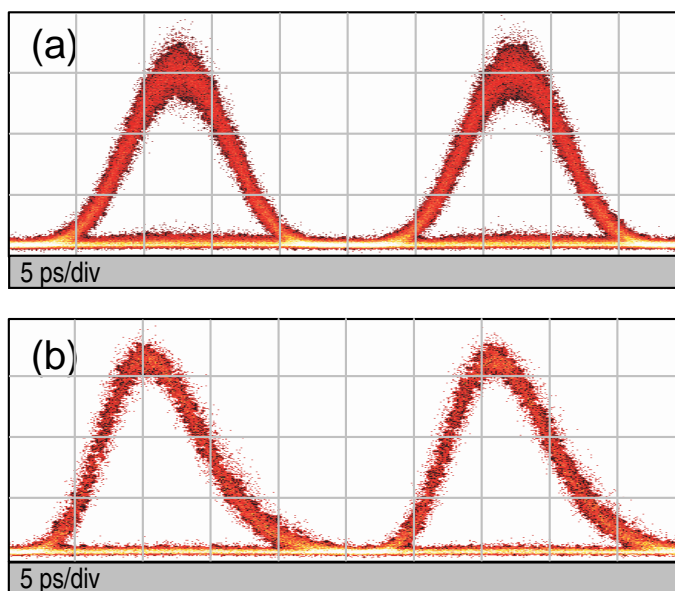


FIG. 4.46 – Diagramme de l'œil pour un débit de 40 Gbit/s : (a) sans régénérateur et (b) avec régénérateur. OSNR = 15,5 dB/1nm.

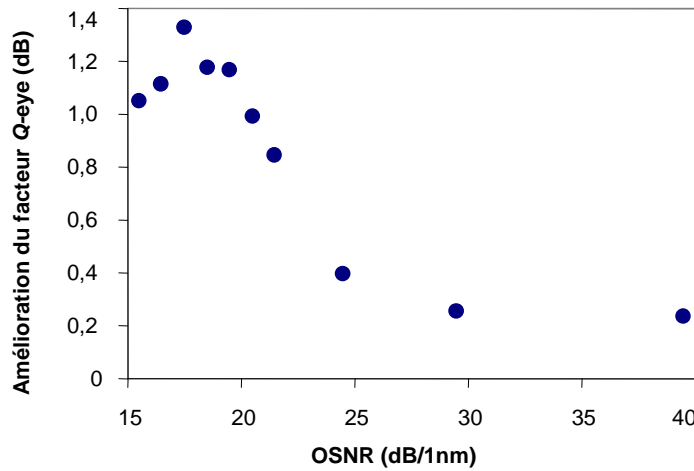


FIG. 4.47 – Amélioration du facteur  $Q$ -eye en fonction de l'OSNR (sans pré-filtrage).

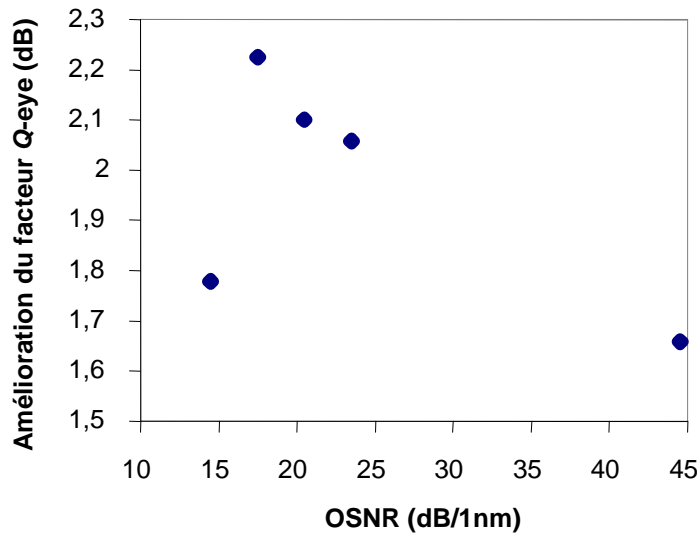
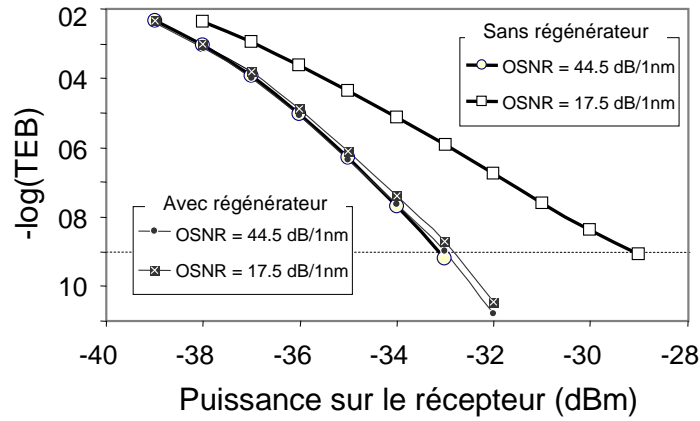


FIG. 4.48 – Amélioration du facteur  $Q$ -eye en fonction de l'OSNR en présence d'un filtre de 1,2 nm devant le compresseur.

du filtre en entrée [51].

En plaçant et en optimisant un filtre devant le compresseur, nous avons étudié les performances du régénérateur. Plus de 2,2 dB d'augmentation du facteur d'ouverture du diagramme de l'œil ont été obtenus avec une bande passante de 1,2 nm dans le cas de l'OSNR optimal (17,5 dB/1nm). Pour les valeurs d'OSNR de 17,5 dB/1nm à 23,5 dB/1nm, nous obtenons toujours un facteur  $QI$ -eye important (plus de 2 dB). Pour les autres valeurs, plus de 1,6 dB d'augmentation du facteur d'ouverture du diagramme de l'œil ont été mesurés (voir figure 4.48).

Dans les études qui vont suivre, nous avons gardé cette valeur optimale de 1,2 nm pour la bande passante du filtre d'entrée.



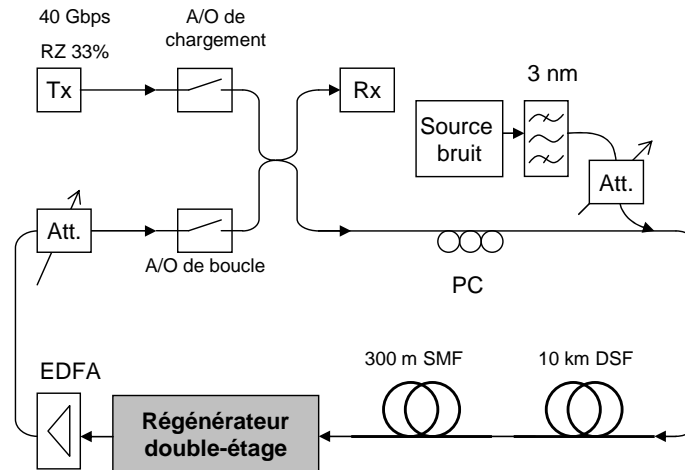


FIG. 4.50 – Montage pour la caractérisation de l'efficacité du régénérateur en boucle à recirculation courte. Tx = émetteur, Rx = récepteur, Att. = atténuateur, PC = contrôleur de polarisation.

dégrader l'OSNR du signal. Un atténuateur variable est placé dans la boucle pour régler la puissance de manière à ce que la puissance dans la boucle soit constante. Un contrôleur de polarisation est utilisé pour éviter des effets dus à la polarisation du signal. La boucle à recirculation courte permet d'étudier la cascabilité des régénérateurs et leur robustesse au bruit optique tout en limitant les effets de propagation dus à la dispersion chromatique et aux effets non-linéaires.

Le régénérateur double-étage est inséré dans la boucle et nous étudions ses performances au bout d'un certain nombre de passages. En particulier, nous étudions l'évolution du TEB en fonction du nombre de passages dans la boucle et le facteur d'augmentation de la distance de transmission.

#### 4.4.3.2 Evolution du taux d'erreur binaire

Pour un OSNR de 23,5 dB/1nm, nous traçons l'évolution du TEB avec et sans régénérateur en fonction du nombre de tours. Les résultats sont présentés sur la figure 4.51.

Sur cette figure, nous constatons trois régimes de fonctionnement pour le régénérateur, numérotés de 1 à 3. Le premier régime (zone 1) correspond à un régime où le TEB se dégrade rapidement. L'explication de cette dégradation vient du fait que, lorsque le TEB est faible ( $10^{-9}$  à  $10^{-7}$ ) le régénérateur a une influence limitée sur le signal. Celui-ci continue à se dégrader avec le nombre de tours, cependant, à une vitesse moindre que sans le régénérateur. Dans la zone 2, aucune dégradation du TEB n'est observée. Nous constatons que le TEB reste autour de  $10^{-7}$  du 35-ème au 70-ème tour. Cette zone est connue comme étant la zone la plus efficace d'un régénérateur [2, 152]. Dans l'hypothèse où le signal n'est dégradé que par le bruit d'amplitude, la zone 2 doit être théoriquement très large. Toutefois, nous savons que le régénérateur de Mamyshev introduit de la gigue temporelle. Plus le bruit d'amplitude

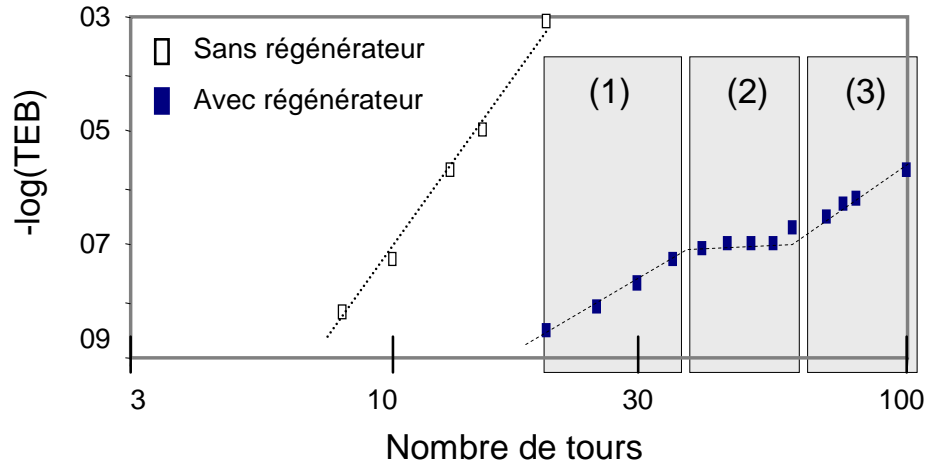


FIG. 4.51 – Evolution du TEB avec régénérateur (points noirs) et sans régénérateur (points blancs) en fonction du nombre de tours pour un débit de 40 Gbit/s (1 tour = 10 km).

est important, plus grande est la valeur de la gigue qu'il introduit [156]. Nous supposons que cette gigue est à l'origine de la troisième zone. Dans la référence [2], les mêmes phénomènes ont été observés et la troisième zone disparaît si l'auteur utilise un régénérateur 3R.

#### 4.4.3.3 Facteur d'augmentation de la distance

Nous dégradons toujours l'OSNR en ligne et nous calculons le facteur d'augmentation de la distance. Il se définit comme le rapport entre la distance de transmission en utilisant le régénérateur et la distance de transmission sans régénérateur pour atteindre un TEB donné. C'est le paramètre qui démontre de manière la plus probante l'efficacité d'un régénérateur [160].

Pour différentes valeurs d'OSNR, nous relevons la distance de propagation avec et sans régénérateur pour un TEB donné. La figure 4.52 représente l'évolution du facteur d'amélioration de la distance, défini par le rapport DIR (Distance Improvement Ratio) entre la distance de transmission avec régénérateur ( $L_a$ ) et sans régénérateur ( $L_s$ ) pour un taux d'erreur binaire de  $10^{-8}$  et  $10^{-4}$  en fonction de l'OSNR.

Pour un TEB de  $10^{-8}$ , le facteur d'amélioration est supérieur à 4 pour des OSNR de 17,5 dB/1nm à 20,5 dB/1nm. Lorsque l'OSNR est supérieur 23 dB/1nm, le facteur d'amélioration de la distance diminue et plus l'OSNR est grand, plus l'amélioration de la distance est faible. Cette tendance d'évolution est la même avec un TEB de  $10^{-4}$ , mais le facteur d'amélioration est maintenant égal à 10 pour des OSNR compris entre 17,5 dB/1nm et 20,5 dB/1nm et un peu plus faible pour les OSNR > 23 dB/1nm.

#### 4.4.4 Bilan de l'étude expérimentale du régénérateur double-étage

Nous venons de présenter les résultats expérimentaux concernant une nouvelle configuration de régénérateur de Mamyshev double-étage qui comprend un compresseur suivi d'un



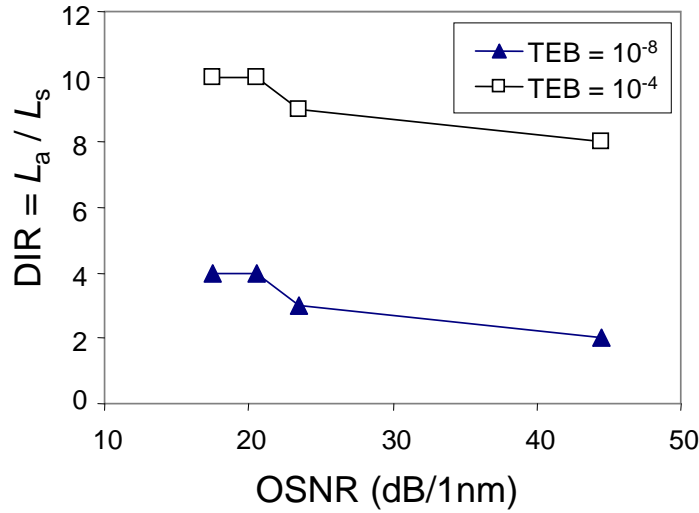


FIG. 4.52 – Evolution du facteur d'amélioration de la distance en fonction de l'OSNR.

régénérateur simple-étage. Ils démontrent l'efficacité de notre configuration. En déployé, nous avons démontré des augmentations du facteur d'ouverture de l'œil  $Q$ -eye de plus de 2 dB dans une large gamme de valeurs d'OSNR et une augmentation de 4 dB de la sensibilité sur le récepteur. En boucle à recirculation, nous avons démontré une forte augmentation de la distance de transmission en présence du régénérateur.

Ces résultats intéressants valorisent la configuration expérimentale que nous avons proposée et ouvrent des perspectives pour de nouvelles études. Par exemple, si les règles de conception d'un régénérateur de type B sont parfaitement connues, on pourrait maintenant s'intéresser aux règles de conception de l'étage de compression, afin d'optimiser les performances du régénérateur double-étage. On remarque également que la FdT du compresseur est de type C, ce qui correspond à la solution que nous avons proposée pour limiter la gigue temporelle dans le régénérateur double-étage (paragraphe 4.2.4). Il serait donc intéressant d'étudier si l'utilisation du compresseur a un effet positif sur la réduction de la gigue

Nous allons maintenant présenter des résultats expérimentaux préliminaires concernant l'utilisations de fibres optiques fortement non-linéaires dans la configuration du régénérateur double-étage.

## 4.5 Un essai avec une fibre optique fortement non-linéaire

Les résultats de simulation et quelques essais de mesures de FdT ont montré que les caractéristiques des fibres non-linéaire HF96 disponibles ne permettent pas d'effectuer un régénérateur de Mamyshev. Nous avons quand même eu l'idée de réaliser un compresseur en utilisant 200 m de fibre HF96 ( $D = -20$  ps/nm/km,  $\gamma = 38,5$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>,  $\alpha = 12$  dB/km) associé à un régénérateur utilisant 4 km de fibre DSF afin de réaliser un régénérateur double étage.

Malheureusement, nous n'avons pas observé de compression d'impulsion mais plutôt la

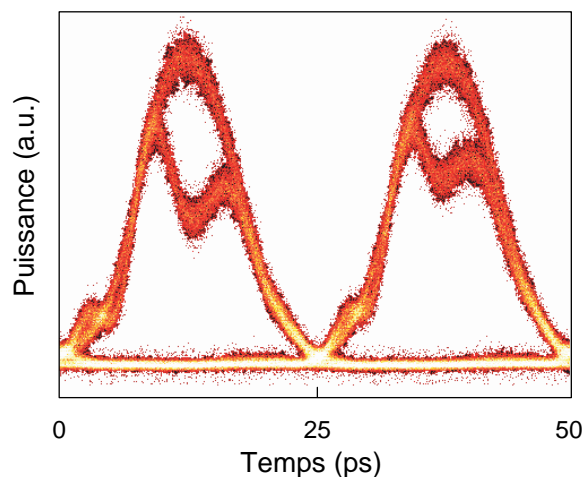


FIG. 4.53 – Diagramme de l'œil après 200 m de HF96 avec un filtre de largeur spectrale 0,76 nm.

présence deux niveaux sur les "1" dans le diagramme de l'œil (figure 4.53) ce qui peut faire penser à la présence d'IFWM.

Nous expliquons l'apparition de cet effet par la forte dispersion associée à la forte puissance injectée dans la fibre. D'après la figure 4.54 qui présente différents spectres du signal, nous constatons que le spectre en sortie de la fibre HF96 (figure 4.54.b) n'est pas élargi autant que le spectre mesuré en sortie de 7 km de DSF (figure 4.54.d) dans la configuration d'un compresseur similaire à celui que nous avons étudié précédemment. Ceci impliquerait que nous n'atteignons pas l'élargissement spectral nécessaire à la réalisation d'un compresseur alors que l'IFWM est déjà apparu.

## 4.6 Conclusion

Ce chapitre était consacré à l'étude du régénérateur de Mamyshev. Après avoir rappelé le principe et l'état de l'art des études concernant ce type de régénérateur, nous avons présenté les résultats originaux que nous avons obtenus.

Ces résultats originaux concernent dans un premier temps l'étude théorique du régénérateur. En nous basant sur la représentation du régénérateur en tant que fonction de transfert, nous avons proposé un abaque permettant la conception d'un régénérateur de type B, optimal pour la régénération. Nous avons ensuite proposé une analyse beaucoup plus fine du régénérateur qui permet d'évaluer théoriquement l'amélioration du facteur de qualité du signal par le régénérateur [51]. Nous avons à cette occasion introduit la notion de facteur  $Q$ -eye permettant de quantifier l'ouverture du diagramme de l'œil afin d'éviter toute confusion avec la notion de facteur  $Q$ , traditionnellement attachée au TEB dans le cas de statistiques gaussiennes. Cette approche nous a permis de mettre en évidence le rôle important du filtre en entrée du régénérateur. Elle nous a également permis de révéler le désaccord entre les approches "fonctions de transfert" et "amélioration du facteur de qua-

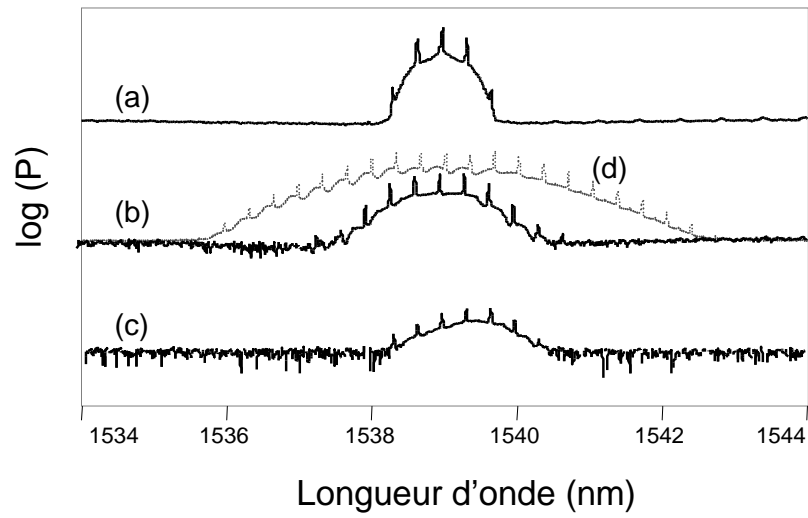


FIG. 4.54 – Spectres du signal en entrée de la fibre HF96 (a), en sortie de la fibre HF96 (b), en sortie du filtre (c) et en sortie des 7 km de fibre DSF avec la même puissance en entrée que pour la fibre HF96 (d).

lité" sur l'évaluation du point de fonctionnement du régénérateur. Nous avons alors proposé une explication à ce désaccord dont l'origine vient de la gigue temporelle introduite par le régénérateur [14, 155] et pourrait être accentué par les variations des durées d'impulsions d'un signal dégradé. Enfin, nous avons proposé une architecture de régénérateur double étage asymétrique permettant de réduire la gigue temporelle introduite par le régénérateur [156].

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'étude expérimentale du régénérateur de Mamyshev. Nous avons présenté les mesures de FdT effectuées avec plusieurs fibres non-linéaires disponibles dans notre laboratoire. Nous en avons conclu que la fibre DSF était, pour le moment, la fibre la mieux adaptée à la réalisation d'un régénérateur. Nous avons alors pu obtenir des résultats originaux avec un régénérateur fonctionnant avec un signal RZ 33 % à 40 Gbit/s. Premièrement, nous avons montré que l'effet Brillouin et le mélange à quatre ondes dégradaient les performances du régénérateur [158, 161]. Nous avons alors montré que l'utilisation d'un compresseur d'impulsions avant le régénérateur permettait de réduire considérablement ces effets. Nous avons ensuite proposé une configuration de régénérateur de Mamyshev double-étage qui, en incluant la fonction de compression d'impulsions, est plus simple et fonctionne avec moins de puissance optique que la configuration classique [158, 161]. Nous avons fait la démonstration de l'efficacité de notre proposition de configuration double-étage en boucle à recirculation.



# Conclusion

Mes travaux de thèse se sont déroulés dans le cadre du projet ECOFON (Etude de Composants Optiques à base de Fibres Optiques Non-linéaires), financé par la Région Bretagne et l'Université de Rennes 1. Les objectifs du projet étaient de mener une étude théorique du régénérateur tout optique dit "de Mamyshev", de caractériser de nouvelles fibres optiques non-linéaires fabriquées par l'EVC (Rennes) et PERFOS (Lannion) et d'étudier expérimentalement les performances du régénérateur de Mamyshev élaboré à partir de fibres optiques fortement non-linéaires. En fin de thèse, mes travaux ont eu pour cadre le projet FUTUR (Fonctions Optiques pour les Transmissions à très haUt débit dans le Réseau cœur) financé par l'ANR. Les résultats originaux que j'ai obtenus au cours de mon travail de thèse peuvent s'organiser en trois volets : la modélisation de la propagation non-linéaire dans les fibres optiques, la caractérisation de fibres optiques non linéaires et l'étude d'un régénérateur tout-optique à 40 Gbit/s.

Dans la première partie (chapitre 2), consacrée à la modélisation de la propagation non-linéaire dans les fibres optiques, j'ai présenté différentes améliorations de l'algorithme de calcul des trois méthodes numériques de résolution de l'équation non-linéaire de Schrödinger suivantes : la méthode split-step dite "trapézoïdale", la méthode split-step dite "moyenne" et la méthode split-step dite "à erreur locale". J'ai pu montrer une amélioration significative des performances de ces méthodes en termes de temps de calcul et/ou de précision du calcul.

J'ai également proposé, pour la première fois à notre connaissance, une méthode permettant de résoudre l'équation non-linéaire de Schrödinger avec une précision choisie. Cette dernière méthode assure d'effectuer des modélisation numériques avec une très bonne précision sans avoir à vérifier la précision de la mesure au moyen du calcul de la solution exacte. En raison de la fiabilité de la solution obtenue, cette dernière méthode est la méthode que j'ai choisie pour effectuer la plupart des simulations numériques de ma thèse.

Le bilan de cette première partie est qu'elle m'a permis d'acquérir une très grande maîtrise des méthodes de résolution numérique de l'équation non-linéaire de Schrödinger. Les innovations que j'ai proposées permettent un gain en temps de calcul tout en assurant une précision numérique suffisante.

Dans le chapitre 3, consacré à la caractérisation de fibres optiques non-linéaires, j'ai présenté les premières caractérisations de fibres microstructurées en verre de chalcogénure fabriquées par l'EVC et PERFOS. Les mesures d'aire effective, de pertes et de coefficient

non-linéaire que j'ai effectuées font partie des premières caractérisations optiques de ces fibres. Une des fibres les plus prometteuses est la fibre microstructurée en verre  $\text{As}_2\text{Se}_3$ . Cette fibre atteindrait en effet un coefficient non-linéaire de  $2000 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . Cependant, elle présente des pertes encore trop élevées pour envisager son utilisation dans des applications non-linéaires. L'amélioration du processus de fabrication de cette fibre afin de réduire les pertes est actuellement en cours à l'EVC et à PERFOS et fait partie des objectifs du projet FUTUR.

J'ai également participé à la caractérisation de fibres microstructurées en verre de silice fabriquées par PERFOS. Ces fibres, bien que moins non-linéaires que les précédentes, présentent l'avantage de posséder moins de pertes, grâce notamment à la maîtrise du processus de fabrication par PERFOS. Ces fibres possèdent donc de très bonnes caractéristiques en terme de non-linéarité. Nous avons d'ailleurs pu démontrer une valeur de gain Raman record dans ce type de fibre. En ce qui concerne l'utilisation de ces fibres pour des applications de régénération optique, nous avons pu montrer que la valeur de la dispersion chromatique de ces fibres reste encore trop importante ( $-20 \text{ ps/nm/km}$  pour la fibre ayant la dispersion la plus faible en valeur absolue). Un des objectifs du projet FUTUR est de parvenir à un meilleur contrôle de la géométrie des fibres microstructurées en verre de silice afin de réduire la dispersion à une valeur faiblement négative (autour de  $-2 \text{ ps/nm/km}$  typiquement).

Au cours du chapitre 3, j'ai également présenté une nouvelle méthode permettant de mesurer simultanément la dispersion chromatique et le coefficient non-linéaire de fibres optiques. Cette méthode originale, basée sur l'effet de compression soliton, nécessite que la dispersion des fibres soit positive. Nous avons pu vérifier l'efficacité de cette méthode pour plusieurs type de fibres, notamment des fibres microstructurées en verre de silice fabriquées par PERFOS.

Ma thèse a initié une nouvelle thématique au laboratoire Foton, celle des études concernant les fibres optiques fortement non-linéaires. Grâce notamment aux compétences des partenaires EVC et PERFOS, des résultats importants ont pu être démontrés comme par exemple les caractérisations non-linéaires des nouvelles structures guidantes que sont les fibres microstructurées en verre de chalcogénure. Même si les fibres réalisées ne possèdent pas encore les performances suffisantes pour envisager leur utilisation pour des applications de régénération optique, des progrès considérables ont été accomplis et vont se poursuivre dans le cadre du projet FUTUR auquel je participe activement.

Dans le chapitre 4, j'ai présenté les résultats de mes études concernant le régénérateur de Mamyshev à  $40 \text{ Gbit/s}$ . J'ai tout d'abord présenté l'étude théorique du régénérateur. En m'inspirant des travaux existants permettant de dimensionner un régénérateur, j'ai proposé un abaque donnant une vue synthétique des paramètres du régénérateur. Ensuite, j'ai proposé une analyse des performances du régénérateur, en terme d'amélioration du facteur  $Q$ , en présence d'un signal dégradé par le bruit d'émission spontanée des amplificateurs. Cette étude a permis de mettre en évidence le rôle majeur du filtre en entrée du régénérateur. Elle a également révélé un désaccord concernant l'évaluation du point de fonctionnement

du régénérateur entre l'approche dite "fonction de transfert" et notre approche consistant à évaluer l'amélioration du facteur  $Q$  du régénérateur. Dans le cadre d'une collaboration avec l'ICB de Dijon, nous avons identifié la gigue temporelle introduite par le régénérateur comme étant responsable de ce désaccord.

La partie concernant l'étude expérimentale du régénérateur de Mamyshev a aboutit à la proposition d'une nouvelle architecture de régénérateur 2R qui permet d'éliminer à la fois la rétrodiffusion Brillouin et le mélange à quatre ondes intra-canal dans la fibre non-linéaire composant le régénérateur pour un signal RZ 33 %. Cette architecture est basée sur l'utilisation d'un compresseur d'impulsions en tant que premier étage du régénérateur. L'efficacité de ce dispositif a été démontré en boucle à recirculation.

Les perspectives concernant l'étude de régénérateurs optiques à base de fibres optiques non-linéaires sont clairement identifiés dans le cadre du projet FUTUR. Un des objectifs du projet est en effet la démonstration de régénérateurs optiques à base de fibres optiques fortement non-linéaires à 160 Gbit/s. Les succès obtenus au cours de ma thèse en matière de simulation de la propagation non-linéaire dans les fibres optiques, de caractérisation de fibres optiques spéciales et de régénération optique à base de fibres optiques non-linéaires seront de toute évidence exploités dans le cadre du projet FUTUR.





# Publications de l'auteur

## Publications dans des revues à comité de lecture

- **T. N. Nguyen**, M. Gay, L. Bramerie, T. Chartier, J-C. Simon, M. Joindot, Noise reduction in 2R-regeneration technique utilizing self-phase modulation and filtering, *Opt. Express*, 14, pp. 1737-1747, 2006.
- L. Brilland, F. Smektala, G. Renversez, T. Chartier, J. Troles, **T. N. Nguyen**, N. Traynor, A. Monteville, Fabrication of complex structures of Holey Fibers in chalcogenide glass, *Opt. Express*, 14, pp. 1280-1285, 2006 .
- **T. N. Nguyen**, T. Chartier, M. Thual, P. Besnard, L. Provino, A. Monteville, N. Traynor, 'Simultaneous measurement of anomalous group-velocity dispersion and non-linear coefficient in optical fibers using soliton-effect compression', *Optics Communications* 278, pp. 60-65, 2007.
- C. Finot, **T. N. Nguyen**, J. Fatome, T. Chartier, S. Pitois, L. Bramerie, M. Gay, J.-C. Simon, 'Numerical study of an optical regenerator exploiting self-phase modulation and spectral offset filtering at 40 Gbit/s', *Optics Communications* 281, pp. 2252-2264, 2008.
- J. Troles, L. Brilland, F. Smektala, P. Houizot, F. Desevedavy, Q. Coulombier, N. Traynor, T. Chartier, **T. N. Nguyen**, J.L. Adam, G. Renversez, 'Chalcogenide microstructured fibers for infrared systems, elaboration modelization and characterization', soumis à *Fiber and Integrated Optics*.
- N. Traynor, A. Monteville, L. Provino, D. Landais, O. LeGoffic, D. Tregoat , **T. N. Nguyen**, T. Chartier, J.C. Travers, 'Fabrication and applications of low loss non linear holey fibres', soumis à *Fiber and Integrated Optics*.

## Conférences internationales

- L. Brilland, N. Traynor, A. Monteville, F. Smektala, J. Troles, T. Chartier, **T. N. Nguyen**, Single mode holey fiber in GeGaSbS chalcogenide glass, *Proceedings of the 2005 Non Linear Guided Waves and Their Applications (NLGW) Topical meeting*, Dresden, Germany, Sept. 2005, paper TuD3.
- **T. N. Nguyen**, T. Chartier Improvement of the local error split-step Fourier method

- to solve the non-linear Schrodinger equation, International Workshop on Photonic and Application (IWPA), Can Tho, Viet Nam, Aug. 2006.
- **T. N. Nguyen**, T. Chartier, M. Thual, P. Besnard, L. Provino, A. Monteville, N. Traynor, Higher-order soliton-effect pulse compression in a non-linear holey fibre. Application to second-order dispersion measurement, European Conference on Optical Communications (ECOC), Cannes, France, Sept. 2006, paper We.P.12.
  - A. Monteville, D. Landais, O. LeGoffic, D. Tregoat, N.J. Traynor, **T. N. Nguyen**, S. Lobo, T. Chartier, J-C. Simon, Low loss, low OH, highly nonlinear Holey Fiber for Raman Amplification, Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO), Long Beach, CA, USA, May 2006, paper CMC1.
  - F. Smechtala, L. Brilland, T. Chartier, **T. N. Nguyen**, J. Troles, Y. F. Niu, S. Danto, N. Traynor, T. Jouan, Recent advances in the development of holey optical fibers based on sulfide glasse', Proc. of SPIE 6128, 2006.
  - **T. N. Nguyen**, T. Chartier, M. Thual, P. Rochard, L. Provino, A. Monteville, N. Traynor, V. Gaillard, C. Lupi, D. Leduc, 'Dispersion and nonlinear coefficient measurements in optical fibres using soliton-effect compression', International Conference on Integrated and Optical Fiber Communication (IOOC), Yokohama, Japan, July. 2007, paper 13C5-3.
  - V. Gaillard, L. Lalouat, C. Lupi, D ; Leduc, L. Provino, N. Traynor, **T. N. Nguyen**, T. Chartier, F. Fornel, C. Boisrobert 'Optical characterization of photonic crystal fibers by optical low coherence reflectometry and scanning near field optical microscopy', SPIE Europe International Congress on Optics and Optoelectronics, 2007.
  - J-C. Simon, L. Bramerie, M. Gay, S. Lobo, V. Roncin, T. Chartier, M. Joindot, G. Girault, Q.T. Le, **T.N. Nguyen**, M.N. Ngo, 'Long Distance Transmission Using Optical Regeneration', invited paper, OFC 08, USA, 2008, paper OWS1.
  - L. Brilland, P. Houizot, J. Troles, F. Désévéday, Q. Coulombier, **T. N. Nguyen**, T. Chartier, 'Improvement of the transmission of chalcogenide photonic crystal fibres : observation of self phase modulation spectral broadening', ECOC 08, Brussels, Belgium, paper Th.2.B.5, 2008.
  - **T. N. Nguyen**, T. Chartier, L. Bramerie, M. Gay, Q. T. Le, S. Lobo, M. Joindot, J.-C. Simon, 'Utilisation of a self-phase-modulation-based compressor to overcome Brillouin backscattering and intrachannel four-wave mixing in a 2R regenerator at 42.6 Gbit/s', ECOC 08, Brussels, Belgium, paper P.3.8, 2008.
  - **T. N. Nguyen**, T. Chartier and T. H. Bui, 'A novel split-step Fourier method to solve the nonlinear Schrödinger equation with a given accuracy', soumis à IWPA 2008.

## Conférences nationales

- **T. N. Nguyen**, M. Gay, L. Bramerie, T. Chartier, J-C. Simon, L. Brilland, A. Monteville, J. Troles, F. Smechtala, Régération tout optique à base de fibres optiques

- 
- non-linéaires, Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG). Chambéry, France, Nov. 2005.
- **T. N. Nguyen**, T. Chartier, M. Thual, P. Besnard, L. Provino, A. Monteville, N. Traynor Une nouvelle méthode pour mesurer simultanément la dispersion et le coefficient non-linéaire de fibre optiques à dispersion positive, Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), Metz, France, Nov. 2006.
  - A. Lagrost, T. Chartier, M. Gay, **T. N. Nguyen**, P. Besnard, J.-L. Oudar Régime multi-impulsionnel dans un laser à fibre dopée Erbium contenant un absorbant saturable, Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), Metz, France, Nov. 2006.
  - **T. N. Nguyen**, T. Chartier, L. Bramerie, J.-C. Simon, J. Fatome, S. Pitois, F. Baz, C. Finot, 'Caractérisation théorique du régénérateur 2R exploitant l'automodulation de phase dans une fibre optique', Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), Grenoble, France, Juillet. 2007.
  - **T. N. Nguyen**, T. Chartier 'Optimisation de la méthode split-step Fourier symétrique pour résoudre l'équation non-linéaire de Schrödinger', Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG), Grenoble, France, Juillet. 2007.
  - **T. N. Nguyen**, T. Chartier, L. Bramerie, M. Gay, Q. T. Le, S. Lobo, M. Joindot, J.-C. Simon, 'Réduction de l'effet Brillouin et du mélange à quatre ondes dans un régénérateur optique à base de fibres optiques non-linéaires', soumis aux JNOG 2008.
  - **T. N. Nguyen**, T. Chartier, T. H. Bui, 'Résolution de l'équation non-linéaire de Schrödinger avec une précision donnée', soumis aux JNOG 2008.
  - L. Brilland, Q. Coulombier, P. Houizot, F. Désévéday, J. Troles, G. Renversez, T. Chartier, **T. N. Nguyen**, J.-L. Adam, et N. Traynor, 'Amélioration de la transmission des fibres microstructurées en verre de chalcogénures', soumis aux JNOG 2008.



# Noise reduction in 2R-regeneration technique utilizing self-phase modulation and filtering

**Thanh Nam Nguyen, Mathilde Gay, Laurent Bramerie, Thierry Chartier, Jean-Claude Simon**

*UMR CNRS 6082 FOTON, Laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT, 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion, France*

[chartier@enssat.fr](mailto:chartier@enssat.fr)

**Michel Joindot**

*France Telecom R&D, Technopole Anticipa, 2 av. Pierre Marzin 22307 Lannion, France*

**Abstract:** We numerically investigate the 2R-regeneration technique utilizing self-phase modulation and off-center filtering. Our numerical simulations take into account the incoherent nature of noise through its spectral representation. This approach allows to evaluate a Q-factor improvement of 2 dB for this regenerator. Furthermore, our study points out the role of both the input and the output filter of this regenerator. We show that the input filter must be suitably chosen in order to obtain the best Q-factor improvement. The output filter must also be suitably chosen in order to preserve the modulation format.

© 2006 Optical Society of America

**OCIS codes:** (060.4510) Optical communications; (070.4340) Nonlinear optical signal processing; (230.1150) All-optical devices; (230.4320) Nonlinear optical devices.

---

## References and links

1. P. V. Mamyshev, "All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect", in Proceedings of the 1998 European Conference on Optical Communications (ECOC, Madrid, 1998) **1**, 475-476.
2. G. Raybon, Y. Su, J. Leuthold, R. Essiambre, T. Her, C. Joergensen, P. Steinvurzel, K. Dreyer and K. Feder, "40Gbit/s Pseudo-linear transmission over one million kilometres," in Proceedings of IEEE Conference on Optical Fiber Communications, (Institute of Electrical and Electronics Engineers, Anaheim, 2002), FD-10 1-3.
3. T. H. Her, G. Raybon, C. Headley, "Optimization of Pulse Regeneration at 40 Gb/s Based on Spectral Filtering of Self-Phase Modulation in Fiber," IEEE Photonics Technol. Lett. **16**, 200-202 (2004).
4. N. Yoshikane, I. Morita, T. Tsuritani, A. Agata, N. Edagawa, S. Akiba, "Benefit of SPM-based all-optical reshaper in receiver for long-haul DWDM transmission systems," IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **10**, 412-420 (2005).
5. M. Rochette, J. L. Blows, B. J. Eggleton, "An all-optical regenerator that discriminates noise from signal," in Proceedings of the 2005 European Conference on Optical Communications (ECOC, Glasgow, 2005) **3**, 403-404.
6. S. Taccheo, K. Ensner, "Investigation of amplitude noise and timing jitter of supercontinuum spectrum-sliced pulses," IEEE Photonics Technol. Lett. **14**, 1100-1102 (2002).
7. M. Matsumoto, "Performance analysis and comparison of optical 3R regenerators utilizing self-phase modulation in fibers," J. Lightwave Technol. **22**, 1472-1482 (2004).
8. J. T. Mok, J. L. Blows, and B. J. Eggleton, "Investigation of group delay ripple distorted signals transmitted through all-optical 2R regenerators," Opt. Express **12**, 4411-4422 (2004), <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-12-19-4411>.
9. M. Vasilyev, T. I. Lakoba, "All-optical multichannel 2R regeneration in a fiber-based device," Opt. Lett. **30**, 1458-1460 (2005).
10. M. Rochette, J. N. Kutz, J. L. Blows, D. Moss, J. T. Mok, B. J. Eggleton, "Bit-error ratio improvement with 2R optical regenerators," IEEE Photonics Technol. Lett. **17**, 908-910 (2005).

11. G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems*, 3rd Ed. (John Wiley & sons, Inc., 2002).
  12. J. W. Goodman, *Statistical Optics* (John Wiley & sons, Inc., 1985).
  13. N. A. Olsson, "Lightwave systems with optical amplifiers," *J. Lightwave Technol.* **7**, 1071–1082 (1989).
  14. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2nd Ed. (Academic Press, Inc., 1995).
  15. X. Liu, B. Lee, "A fast method for nonlinear Schrödinger equation," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **15**, 1549–1551 (2003).
- 

## 1. Introduction

All-optical signal regeneration technique utilizing self-phase modulation in fiber and subsequent filtering was first proposed by Mamyshev [1]. This 2R-regenerator design is very attractive because of its simplicity : it only uses a fiber and an optical bandpass filter located at the output. Moreover, this technique being based on the Kerr effect, it does not suffer of any time response limitation. Since its first demonstration, this kind of regenerator has been extensively studied, both experimentally [2, 3, 4, 5] and theoretically [6, 7, 8, 9, 10].

In some experimental studies, a noise source is superimposed on the data stream to simulate degradation of the signal by accumulation of amplified spontaneous emission (ASE) from optical amplifiers. Experimental Q-factor improvements of 1.5 dB have been reported with this regenerator [3, 4]. In these experimental studies, an input filter is usually present [2, 3, 4] but its role is not clearly identified.

From a theoretical point of view, the most commonly used theoretical approach to study the Mamyshev regenerator consists of solving the nonlinear Schrödinger equation for an input pulse [6, 7, 8, 9]. Noise is generally taken into account through variations of the input pulse peak power. This method leads to a nonlinear transfer function for the regenerator. This function is known to reduce noise but does not take into account the incoherent nature of ASE noise. In reference [7], Matsumoto uses a more realistic approach of including ASE noise, but the paper is focused on performance comparison between several kind of 3R regenerators rather than on the physical understanding of the Mamyshev regenerator in the presence of incoherent noise.

Interesting work has been recently proposed by Rochette *et al.* both theoretically and experimentally [5, 10] to explain the bit-error-rate improvement observed with this kind of regenerators. The authors argue that the regenerator needs to have different transfer functions for the signal and the noise to make BER improvement possible. However, in these papers the role of the filters is not investigated.

The aim of our paper is to propose an accurate simulation of the Mamyshev regeneration technique. We demonstrate, for the first time in the best of our knowledge, that a maximum Q-factor improvement of about 2 dB is possible only if an input filter is present and suitably chosen. Our conclusion is that the Mamyshev regenerator can discriminate noise from signal only if ASE noise has been previously eliminated from the spectral region where the signal is transposed.

In section 2, we present the approach which consists of taking into account the incoherent nature of ASE noise through its spectral representation. In section 3 we briefly present the principle of this self-phase-modulation-based 2R-regeneration technique. Section 4 presents the results of the simulations leading to the evaluation of the Q-factor improvement in the presence of the regenerator while section 5 is focused on the role of optical filters in this regeneration technique.

## 2. Relation between Q-factor and white noise

In this section we give the relation between the Q-factor of a degraded data stream and its corresponding optical signal-to-noise ratio (OSNR). Our calculation technique is based on the spectral representation of white noise. We use the schematic diagram shown in Fig. 1 to model

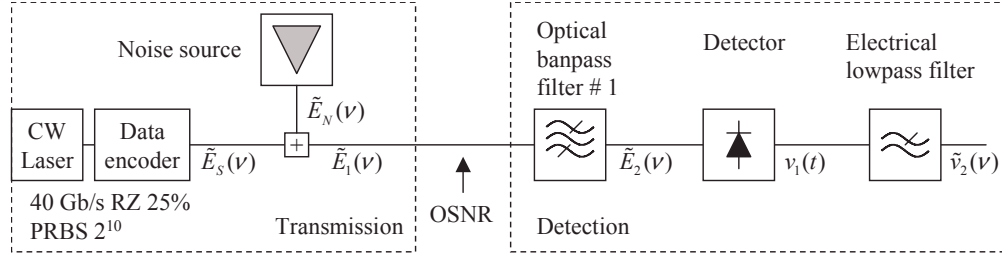


Fig. 1. Schematic bloc diagram used for simulation.

the acquisition process of an optical data stream degraded by the accumulation of amplified spontaneous emission (ASE) of erbium-doped fiber amplifiers (EDFA).

The data encoder gives a 40 Gb/s random sequence of 1024 Fourier-limited gaussian pulses at 1550 nm with a full width at half maximum (FWHM) of 6.25 ps. The extinction ratio  $ER$  of the signal is defined as the ratio (in dB) between the peak power of the pulses and the background level.

Let  $E_S(t)$  be the function representing the magnitude of the electrical field of the optical signal in the time domain. The spectral representation  $\tilde{E}_S(v)$  is numerically calculated from  $E_S(t)$  by using the discrete Fourier transform (DFT) :

$$\tilde{E}_S(v) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k=-N/2}^{N/2-1} E_S\left(\frac{kT}{N}\right) \exp\left(-2i\pi \frac{kT}{N} v\right) \quad (1)$$

where  $N$  is the number of points dividing the time window  $T$ .

The spectral representation  $\tilde{E}_N(v)$  of ASE noise is assumed to be similar to white gaussian noise [11] and can be written, in the frequency domain, as :

$$\tilde{E}_N(v) = A \exp(i\phi(v)), \quad (2)$$

where  $A$  is the magnitude of white noise. We take  $A$  constant over a frequency range  $B$  centered around the carrier frequency  $v_0$  (see Fig. 2(a)). Quantity  $\phi$  is the random phase uniformly distributed between  $-\pi$  and  $\pi$  (see Fig. 2(b)). This simple formulation allows us to take into account the incoherent nature of the spontaneous emission from optical amplifiers.

The representation  $E_N(t)$  of the noise in the time domain can be obtained numerically by using the inverse discrete Fourier transform (IDFT) of the spectrum. Figures 2(c) and 2(d) represent respectively the real part  $r_N(t)$  and the imaginary part  $i_N(t)$  of  $E_N(t)$ . By virtue of central limit theorem [12], both  $r_N(t)$  and  $i_N(t)$  can be approximated by gaussian random variables. Figures 2(e) and 2(f) represent the probability density function of  $r_N(t)$  and  $i_N(t)$  assuming a gaussian law with a zero mean and a variance  $\sigma^2 = A^2 B / 2T$ . Let us mention that this method to generate gaussian noise is similar to the method which consists to decompose the electric field in Fourier series [13].

In the frequency domain, the signal arriving at the optical bandpass filter input is written as :

$$\tilde{E}_1(v) = \tilde{E}_S(v) + \tilde{E}_N(v). \quad (3)$$

Before detection, we evaluate the OSNR, defined as the ratio (in dB) between the signal power and the noise power for a given spectral range.

The detection stage generally includes a bandpass optical filter to reduce noise. We use a flat-top filter represented by a fifth-order supergaussian transfer function  $F_1(v)$ . The central



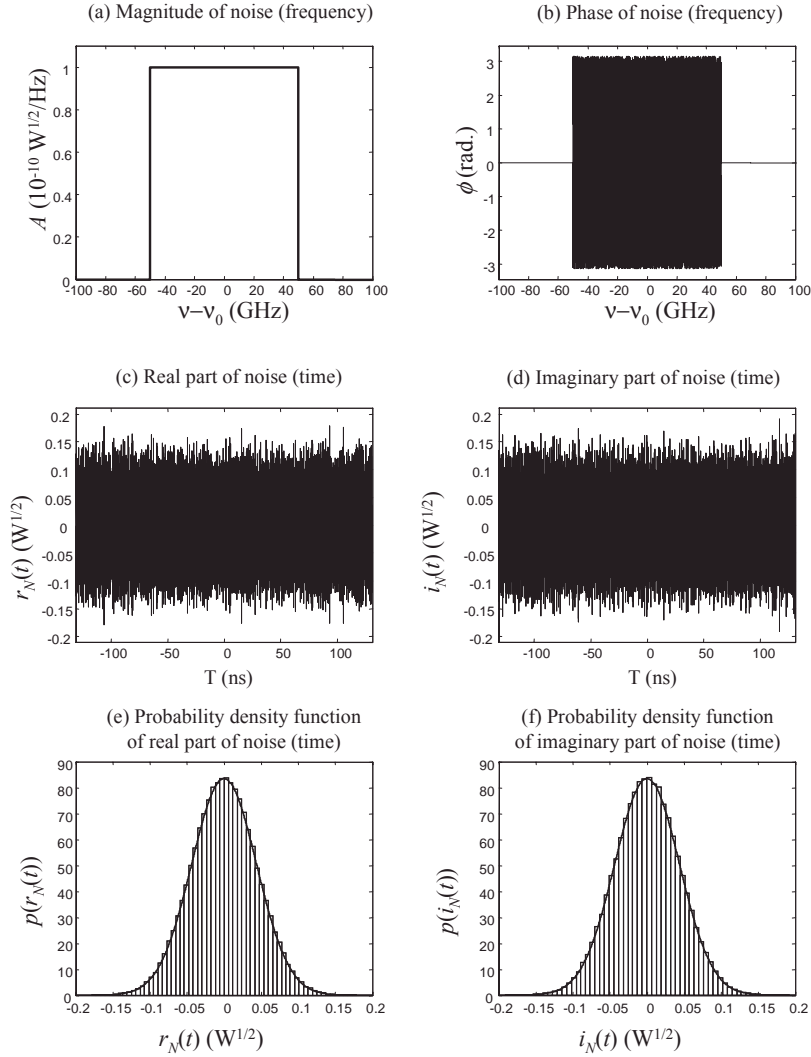


Fig. 2. Description of white noise gaussian : (a) Magnitude and (b) phase of the bandwidth-limited white noise in the frequency domain, (c) real and (d) imaginary part of noise in the time domain and probability density functions of (e) real and (f) imaginary part of noise in the time domain. In this figure  $A = 10^{-10} \sqrt{W}/\text{Hz}$  and  $B = 100 \text{ GHz}$ . For numerical simulations, we have divided the total frequency range  $v_{\max} = 1000 \text{ GHz}$  in  $N = 2^{18}$  points, leading to a sampling frequency  $v_s = v_{\max}/N = 3.8 \text{ MHz}$  and a time window  $T = 1/v_s = 260 \text{ ns}$ .

frequency of the filter is the carrier frequency of the signal and its 3 dB-bandwidth is 150 GHz. After the filter, the signal is written as :

$$\tilde{E}_2(v) = F_1(v)\tilde{E}_1(v). \quad (4)$$

The photodetector converts the optical intensity, proportional to  $|E_2(t)|^2$ , into a voltage  $v_1(t)$  :

$$v_1(t) = R|E_2(t)|^2, \quad (5)$$

where  $R$  is the photodetector responsivity. In the following,  $R$  will be set to unity and we will

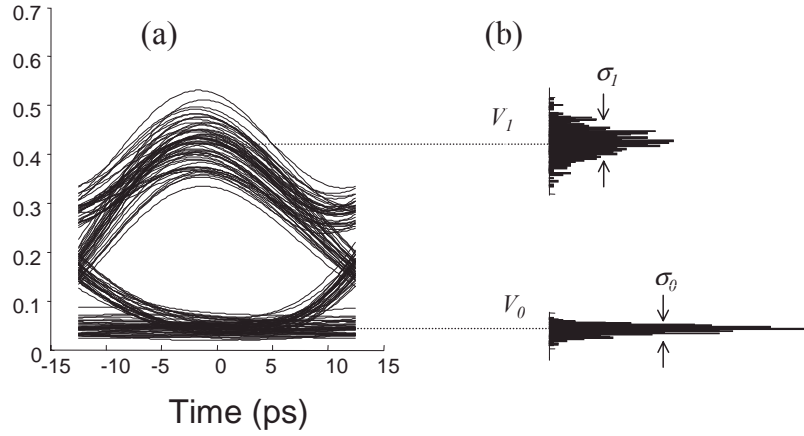


Fig. 3. (a) Eye diagram and (b) intensity histogram of the detected signal.

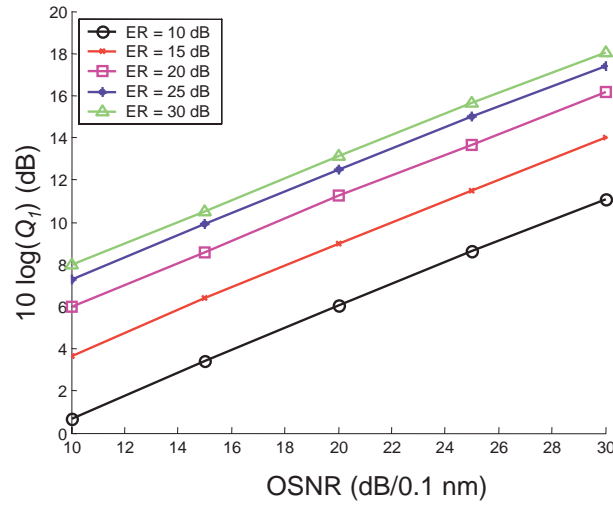


Fig. 4. Q-factor versus OSNR for different ER.

neglect shot noise and thermal noise of the detector. The IDFT is used to obtain  $E_2(t)$  from  $\tilde{E}_2(\nu)$ .

The finite bandwidth of the electronics is taken into account through a fifth-order Bessel lowpass filter of transfer function  $H(\nu)$  whose cutoff frequency is 32 GHz. After the filter, the voltage, in the frequency domain, becomes :

$$\tilde{v}_2(\nu) = H(\nu)\tilde{v}_1(\nu), \quad (6)$$

where  $\tilde{v}_1(\nu)$  is the DFT of  $v_1(t)$ . To represent the eye-diagram of the signal we calculate the IDFT,  $v_2(t)$ , of  $\tilde{v}_2(\nu)$ .

An example of an eye diagram is given in Fig. 3(a) for ER= 15 dB and OSNR= 20 dB/0.1nm. As expected, noise induces variations in the level of detected pulses. The corresponding intensity histogram is presented in Fig. 3(b). From this histogram we calculate the unregenerated

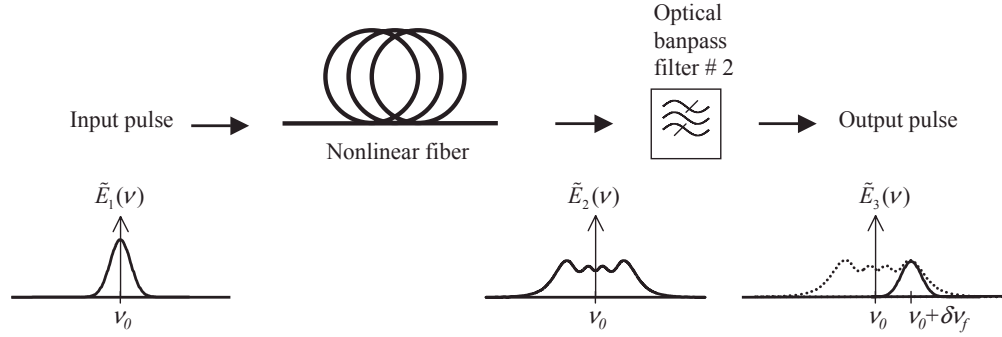


Fig. 5. Schematic diagram of the regenerator.

Q-factor,  $Q_1$  defined by :

$$Q_1 = \frac{V_1 - V_0}{\sigma_1 + \sigma_0}, \quad (7)$$

where  $V_1$ ,  $V_0$ ,  $\sigma_1$  and  $\sigma_0$  are shown explicitly in Fig. 3(b).

By varying the white noise magnitude,  $A$ , and the extinction ratio, ER, of the pulse train we can plot the evolution of the Q-factor as a function of the OSNR for different ER. The results are shown in Fig. 4.

### 3. Self-phase-modulation-based 2R-regeneration technique

The schematic diagram of the regenerator is presented in Fig. 5 [1]. The principle of the Mamyshev regenerator is usually explained as following. Due to the effect of self-phase modulation (SPM), the spectral bandwidth of the pulses broadens during propagation along the fiber of length  $L$ . The spectral broadening is proportional to the input peak power. The frequency of the filter is shifted of  $\delta\nu_f$  with respect to the input carrier frequency. Low peak power pulses do not induce enough SPM and are rejected by the filter. When the pulse peak power is high enough, a part of the SPM-broadened spectrum passes through the filter. This results in a nonlinear transfer function that can reduce noise in the signal. The output filter has usually a gaussian shape with the same spectral bandwidth as the input spectrum. Thus, the output pulsewidth is the same as the input pulsewidth but with a shift in wavelength from  $\lambda_0$  to  $\lambda_f$ .

To study this regenerator, a single-pulse approach, which consists of studying the nonlinear propagation and filtering of a single pulse and plotting the output intensity as a function of the input intensity, is generally used [1]. In Fig. 5,  $\tilde{E}_2(\nu)$  is obtained from  $\tilde{E}_1(\nu)$  by numerically solving the nonlinear Schrödinger equation (NLSE) [14]. :

$$i\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{i\alpha}{2}E = \gamma|E|^2E, \quad (8)$$

where  $E$  is the slowly-varying envelope of the electric field in the time domain,  $z$  the propagation distance,  $t$  the time (in a frame of reference moving with the pulse at the group velocity  $v_g$ ),  $\beta_2$  the second-order dispersion parameter,  $\alpha$  the fiber loss and  $\gamma$  the nonlinear coefficient. Filtering of  $\tilde{E}_2(\nu)$  is achieved by multiplying it by the transfer function  $F_2(\nu)$  of the filter to give the filtered signal  $\tilde{E}_3(\nu)$  :

$$\tilde{E}_3(\nu) = F_2(\nu)\tilde{E}_2(\nu). \quad (9)$$

We performed the simulation, using this method, for a 6.25 ps Fourier-limited gaussian pulse at 1550 nm. The NLSE is solved using the fourth-order predictor-corrector split-step Fourier

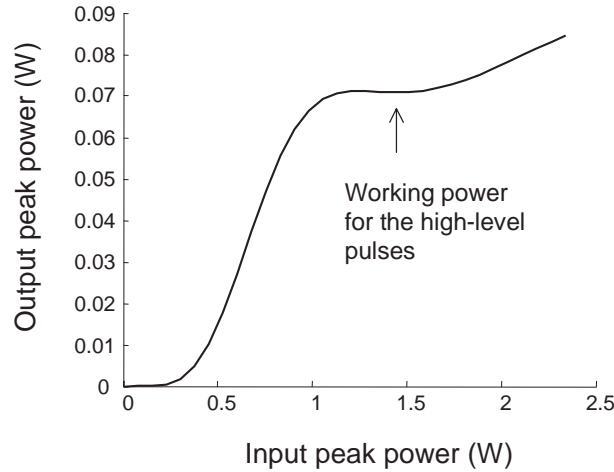


Fig. 6. Transfer function of the regenerator and notation used.

method [15] for the following parameters :  $\beta_2 = +0.89 \text{ ps}^2/\text{km}$ ,  $\alpha = 1.4 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$  (0.6 dB/km),  $\gamma = 8.4 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ ,  $L = 2.5 \text{ km}$ ,  $\delta\nu_f = 280 \text{ GHz}$ . Figure 6 represents the output peak power of the filtered pulse as a function of its corresponding input peak power.

The nonlinear shape of this function allows for the reduction of both the level of undesirable low-level pulses and the fluctuations of high-level pulses. The peak power of high-level pulses must correspond to the flat-top area of the curve (around 1.5 W in our case).

However, even if the single-pulse approach allows the nonlinear behavior of the regenerator be described, we want to point out that it does not properly describe regeneration of an input signal degraded by EDFA noise. Indeed, in the single-pulse approach, noise is taken into account through variations of the pulse peak power. In reality, the wave propagating in the fiber is the superposition of the coherent data stream and the incoherent ASE noise. Then, particular attention must be paid to the description of noise in such regeneration technique. Furthermore, the single-pulse approach cannot investigate the important role played by an input filter.

#### 4. Q-factor improvement using the white noise approach

In this section we use the approach already presented in section 2 to describe more accurately the performance of the regenerator. The nonlinear fiber and the filter used in section 3 are inserted in front of the detector (Fig. 7). The detection process does not need any optical filter since the regenerator already includes one (filter # 2). However the previously used flat-top

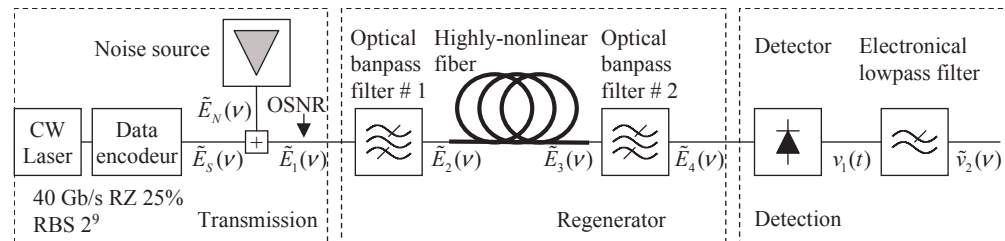


Fig. 7. Schematic bloc diagram used for simulation in the white noise approach.

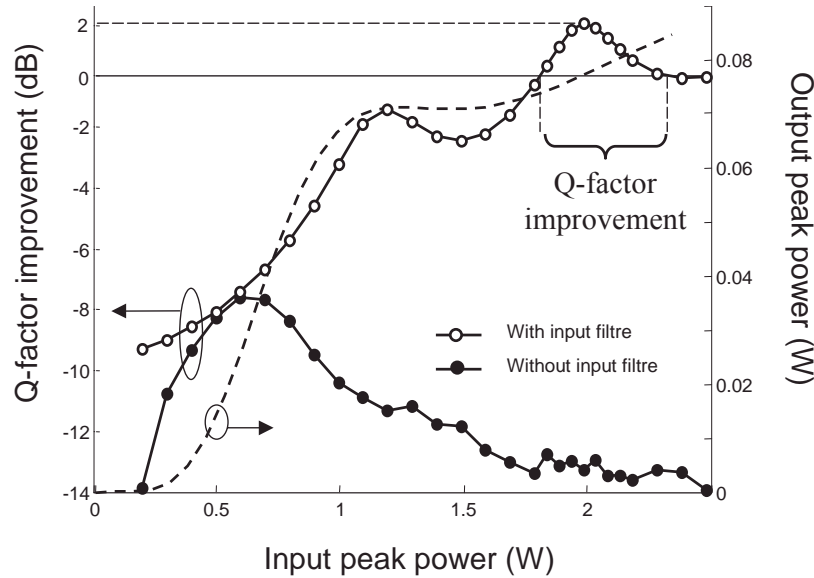


Fig. 8. Q-factor improvement evolution versus peak power in the white noise approach.

optical filter (filter # 1) is not removed but is now inserted in front of the regenerator. The role of this filter is to eliminate noise in the bandpass of the second filter. As we will show later, the performance of the regenerator depends now of the characteristics of this filter.

The post-regeneration Q-factor  $Q_2$  can now be evaluated and compared with the Q-factor  $Q_1$  calculated previously. The Q-factor improvement  $Q_{IM}$  is defined as the ratio (in dB) of  $Q_2$  to  $Q_1$ . An improvement of Q-factor occurs if  $Q_{IM} > 0$ . The Q-factor improvement of the signal has been calculated for different values of the peak power of high-level pulses by keeping the ER and the OSNR constant. The result is shown in Fig. 8 for ER = 20 dB and OSNR = 27 dB/0.1 nm.

Q-factor improvement occurs between 1.6 W and 2.1 W of peak power. The maximum value of  $Q_{IM}$  is about 2 dB and is obtained for 2 W of peak power. This value of  $Q_{IM}$  is comparable to the values of 1.5 dB previously reported in experimental studies [3, 4]. In Fig. 8, we have also plotted the transfer function of the regenerator using the single pulse approach (dashed line). The two approaches differ for the evaluation of the working power of high-level pulses : around 1.5 W for the single-pulse approach and around 2 W for the white noise approach. This difference can be partly attributed to the finite extinction ratio of the pulse train used in the white-noise approach.

In Fig. 8, we have also plotted  $Q_{IM}$  when the input optical bandpass filter is removed. In this condition we observe no improvement of the Q-factor. This means that, to properly regenerate a signal degraded by EDFA noise, the Mamyshev regenerator needs to include an input filter. In the best of our knowledge, no demonstration of this point has been proposed previously, even if, in experimental studies [2, 3, 4], an input filter is systematically used.

## 5. Role of the filters

In the previous section we have shown that the Mamyshev regenerator improves the quality of a degraded data stream only if an input filter is included in front of the regenerator. We are now able to propose a new meaning of the Mamyshev technique. Figure 9 shows the magnitude of

the spectrum of both signal and noise at different points of the regenerator : (a) before the input filter, (b) after the input filter, (c) after the nonlinear fiber and (d) after the output filter. In Fig. 9(a), spectra of both signal and noise are represented separately. The noise spectrum covers the whole frequency domain while the signal spectrum is located around the carrier frequency. After the input filter, the spectra of both signal and noise can still be represented separately

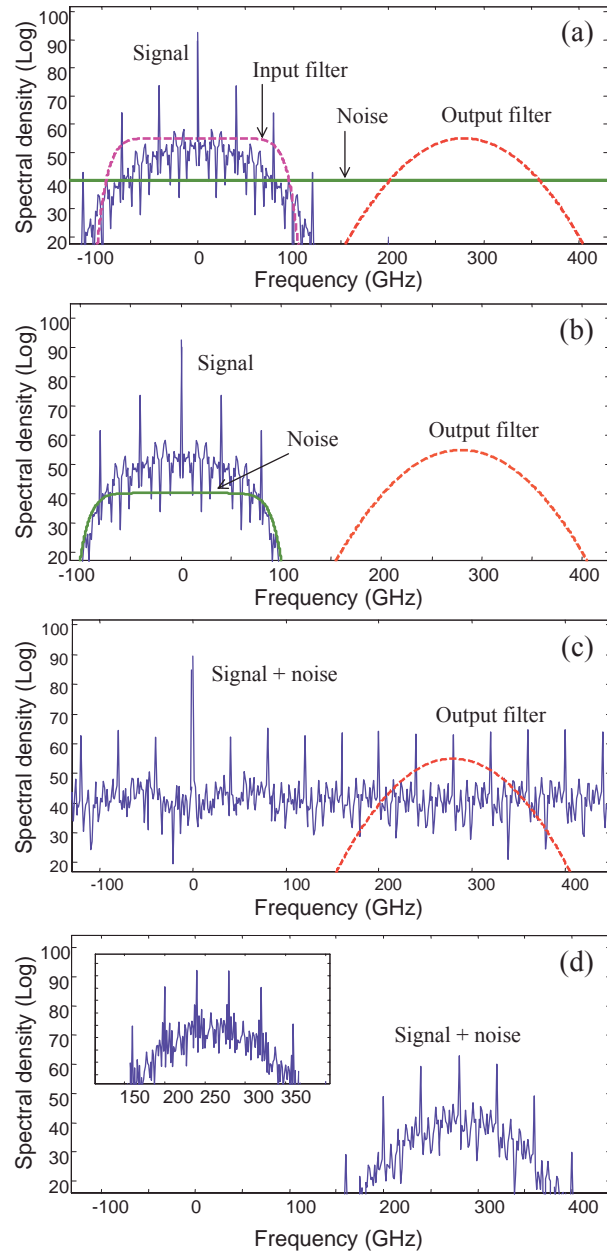


Fig. 9. Evolution of the spectrum of both signal and noise through the regenerator : (a) before the input filter, (b) after the input filter, (c) after the nonlinear fiber and (d) after the output filter.

since filtering is a linear process [Fig. 9(b)]. The role of the input filter is to suppress noise over the bandpass of the output filter while preserving the signal spectrum. After nonlinear propagation in the fiber, signal and noise are mixed together because of nonlinear coupling and the spectrum is broadened by SPM [Fig. 9(c)]. However, noise is less affected by SPM because of its relatively low instantaneous power. Due to SPM, higher-order harmonics components appear on both side of the initial spectrum. Figure 9(d) then represents the filtered output signal. This spectrum has the characteristics of the input spectrum but is frequency-shifted. Noise is reduced but not totally eliminated by this technique because of phase-amplitude coupling introduced during the nonlinear propagation in the fiber.

To study the influence of the input filter, we have plotted the Q-factor improvement  $Q_{IM}$  as a function of the input peak power for different values of the input filter bandwidth. The results are shown in Fig. 10. Maximum Q-factor improvements occur for filter bandwidths around 150 GHz. For higher filter bandwidths, the noise power under the output filter increases and degrades the output Q-factor. For lower filter bandwidths, Q-factor improvement requires higher peak powers because the filter attenuates the input power. When the bandwidth is too small, no Q-factor improvement occurs because the filter degrades the signal too much. Our study shows that an appropriate choice of the input filter bandwidth allows to optimize the regenerator efficiency. This argument could be important for designing Mamyshev regenerators in the context of wavelength division multiplexing systems where optical demultiplexers play the role of input filters [2].

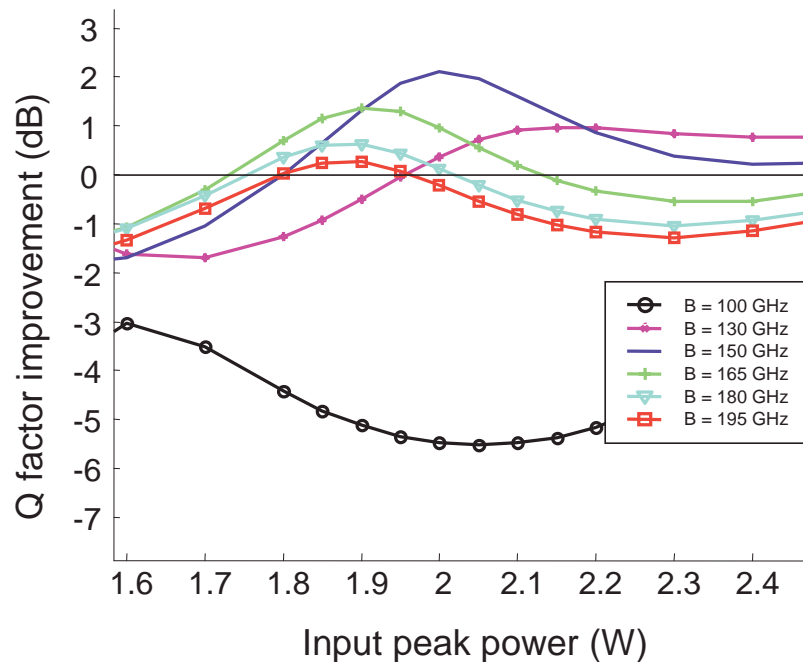


Fig. 10. Q-factor improvement evolution versus peak power for different input filter bandwidths.

Figure 9(d) also demonstrates the role of the output filter. By choosing the frequency shift  $\delta\nu_f$  of the output filter to be a multiple of the repetition rate, the spectrum shape and then the modulation format are preserved. When this is so, the carrier frequency component is centered in the spectrum. This is the case of our study where  $\delta\nu_f$  was chosen to be 7 times (280 GHz) the repetition rate. In comparison, we have also represented, in the inset of Fig. 9(d), the output

spectrum for a frequency shift corresponding to an odd half multiple of the repetition rate (260 GHz). In this case, the carrier frequency component is suppressed. However, Q-factor improvement still occurs with a maximum value of  $Q_{IM}$  equal to 1.9 dB.

## 6. Conclusion

We have numerically investigated the 2R-regeneration technique utilizing self-phase modulation and filtering. We have proposed a slightly different interpretation of this technique by using the spectral representation of signal and noise. Indeed, the basic principle of the Mamyshev regeneration technique is to transpose more signal than noise to a spectral region where ASE noise has been previously eliminated. Q-factor improvement of 2 dB has been numerically evaluated. This value is in good agreement with the experimental values recently reported. This approach has allowed us to point out the role of the input filter which has to be suitably chosen. We have also demonstrated that the frequency shift of the output filter must be a multiple of the repetition rate to preserve the modulation format.

## Acknowledgments

Authors thank Art O'Hare (School of Physics, Dublin Institute of Technology, Dublin, Ireland) for his comments on the manuscript. This work is supported by the Conseil Régional de Bretagne (convention No.1193).





# Fabrication of complex structures of Holey Fibers in Chalcogenide glass

Laurent Brilland<sup>1</sup>, Frédéric Smektala<sup>2</sup>, Gilles Renversez<sup>3</sup>, Thierry Chartier<sup>4</sup>, Johan Troles<sup>2</sup>, Thanh Nam Nguyen<sup>4</sup>, Nicholas Traynor<sup>1</sup>, Achille Monteville<sup>1</sup>

<sup>1</sup> PERFOS (Plateforme d'Etudes et de Recherche sur les Fibres Optiques Spéciales) ; 11 rue Louis de Broglie 22300 Lannion, France,

<sup>2</sup> Laboratoire Verres et Céramiques; UMR CNRS 6512, Université Rennes 1, Rennes, France

<sup>3</sup> Institut Fresnel ; UMR CNRS 6133, Université Paul Cézanne Aix-Marseille 3, Marseille, France

<sup>4</sup> Laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT ; UMR CNRS FOTON 6082, Université Rennes, Lannion, France  
[lbrilland@perfos.com](mailto:lbrilland@perfos.com)

**Abstract:** We report recent progress on fabrication of solid core microstructured fibers in chalcogenide glass. Several complex and regular holey fibers from Ga<sub>5</sub>Ge<sub>20</sub>Sb<sub>10</sub>S<sub>65</sub> chalcogenide glass have been realized. We demonstrate that the “Stack & Draw” procedure is a powerful tool against crystallisation when used with a very stable chalcogenide glass. For a 3 ring multimode Holey Fiber, we measure the mode field diameter of the fundamental mode and compare it successfully with calculations using the multipole method. We also investigate, via numerical simulations, the behaviour of fundamental mode guiding losses of microstructured fibers as a function of the matrix refractive index, and quantify the advantage obtained by using a high refractive index glass such as chalcogenide instead of low index glass.

©2006 Optical Society of America

**OCIS codes:** (160.2750) Glass and other amorphous materials; (060.2310) Fiber optics

---

## References and links

1. F. Smektala, C. Quemard, V. Couderc, and A. Barthelemy, “Non-linear optical properties of chalcogenide glasses measured by Z-scan,” *J. Non-Cryst. Solids* **274**, 232-237 (2000).
2. J. Troles, F. Smektala, G. Boudebs, A. Monteil, B. Bureau, and J. Lucas, “Chalcogenide glasses as solid state optical limiters at 1.064 μm,” *Opt. Mater.* **25**, 231-237 (2004.)
3. R. E. Slusher, Gadi Lenz, Juan Hodelin, Jasbinder Sanghera, L. Brandon Shaw and Ishwar D. Aggarwal, “Large Raman gain and nonlinear phase shifts in high purity As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B* **21**, 1146-1155 (2004).
4. K. Michel, B. Bureau, C. Boussard-Plédel, T. Jouan, J. L. Adam, K. Staubmann and T. Bauman, “Monitoring of pollutant in waste water by infrared spectroscopy using chalcogenide glass optical fibers,” *Sens. Actuators B* **101**, 252-259 (2004).
5. M. F. Churbanov, I. V. Scripachev, V. S. Shiryayev, V. G. Plotnichenko, S. V. Smetanin, E. B. Kryukova, Yu. N. Pyrkov, and B. I. Glagan, “Chalcogenide glasses doped with Tb, Dy and Pr ions,” *J. Non-Cryst. Solids* **326&327**, 301-305 (2003).
6. J. Nishii, T. Yamashita, and T. Yamagishi, “Chalcogenide glass fiber with a core-cladding structure,” *Appl. Opt.* **28**, 5122 (1989).
7. T. A. Birks, P. J. Roberts, P. St. J. Russel, D. M. Atkin, and T. J. Sheperd, “Full 2D photonic bandgap in silica/air structures,” *Electron. Lett.* **31**, 1941-1943 (1995).
8. T. M. Monro, and D. J. Richardson, “Holey optical fibres: Fundamental properties and device applications,” *Contemp. R. Phys.* **4**, 175-186 (2003).
9. G. Renversez, B. Kuhlmei and R. McPhedran, “Dispersion management with microstructured optical fibers: ultraflattened chromatic dispersion with low losses,” *Opt. Lett.* **28**, 989-991 (2003).
10. T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russel, “Endlessly single mode photonic crystal fiber,” *Opt. Lett.* **22**, 961-963 (1997).
11. T. M. Monro, Y. D. West, D. W. Hewak, N. G. R. Broderick, and D. J. Richardson, “Chalcogenide Holey Fibres,” *Electron. Lett.* **36**, 1998-2000 (2000).

12. L. B. Shaw, P. A. Thielen, F. H. Kunk, V. Q. Nguyen, J. S. Sanghera, and I. D. Aggarwal, "IR supercontinuum generation in As-Se Photonic Crystal Fiber," in *Advanced Solid State Photonics*, Vol. 98 of OSA Proceedings Series (Optical Society of America, Washington, DC., 2005), pp. 864-868.
13. Y. Guimond, J. L. Adam, A. M. Jurdy, H. L. Ma, J. Mugnier, and B. Jacquier, "Optical properties of antimony-stabilised sulphide glasses doped with Dy and Er ions," *J. Non-Cryst. Solids*, **256 & 257**, 378-382 (1999).
14. G. Renversez, F. Bordas and B. T. Kuhlmei, "Second mode transition in microstructured optical fibers : determination of the critical geometrical parameter and study of the matrice refractive index and effects of cladding size," *Opt. Lett.* **30**, 1264-1266 (2005).
15. T. P. White, B. T. Kuhlmei, R. C. McPhedran, D. Maystre, G. Renversez, C. Martijn de Sterke, and L. C. Botten, «Multipole method for microstructured optical fibers. I Formulation," *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2322-2330 (2002).
16. B. Kuhlmei, T. P. White, G. Renversez, D. Maystre, L. C. Botten, C. Martijn de Sterke, and R. C. McPhedran, "Multipole method for microstructured optical fibers II: Implementation and results," *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 2331-2340 (2002).
17. F. Bordas, L. Provino, and G. Renversez, "Fibres optiques microstructurées de haut indice : pertes et dispersion chromatique du fondamental et cutoff du second mode, comparaison avec la silice," *Journées Nationales Optique Guidée, Société Française d'Optique, Paris, France*, 230-232 (2004).

## 1. Introduction

Chalcogenide glasses offer several interesting optical properties including a large wavelength transparency window (from about 1  $\mu\text{m}$  to above 10  $\mu\text{m}$ ) and a high refractive index (greater than 2). Depending on composition, the nonlinear coefficient  $n_2$  has been measured to be between 100 to 1000 times larger than for silica glass [1]. These high values are very attractive for applications such as all optical signal processing, optical demultiplexing, raman amplification, and broad band spectrum generation [2], [3]. Chalcogenide glass based optical fibers are also attractive as a transport medium for high power infrared (IR) lasers such as  $\text{CO}_2$  lasers and are currently actively studied in optical sensor systems using IR optical detection [4]. Furthermore, several chalcogenide based glasses offer the possibility of relatively high concentration rare earth doping for amplification and lasing applications [5].

For many applications, single mode guiding is required. In the recent past, single mode guiding in chalcogenide glass fibers in a step index configuration has been demonstrated, using, in general, rod in tube or double crucible processes [6]. These methods require significant care and expertise in order to prevent crystallisation effects, bubbles, contaminations at the core/cladding interface and ellipticity of the core. Moreover, great precision in the index of refraction is needed in order to ensure single mode guiding.

For single mode fibers in a step index configuration, very small or very large mode field diameters (MFD) are difficult to obtain since the precision required for the core and clad refractive index are incompatible with the bulk glass forming techniques used. Nevertheless, large MFDs are useful to minimise the risks of glass damage during the transport high power laser beams and small MFDs enable the enhancement of nonlinear effects.

A solution to the above problem may be found in Holey Fibers (HF) also named microstructured fibers [7]. These fibers exhibit remarkable optical properties: very small or very large mode areas [8]; widely tuneable dispersion [9]; endlessly single mode operation [10]. These fibers consist of a periodic lattice of low index inclusions (very often simple holes) arranged around a solid core that run along the fiber length. In silica glass, the most common fabrication method is the "Stack & Draw" technique. Glass capillaries are stacked in a hexagonal lattice of several rings, and surrounded by a glass jacket to form the fiber preform. This process enables the realisation of complex structures and it is reproducible.

So far, in the case of chalcogenide glass, there are few articles dealing with holey fibers [11, 12]. In [11], a first holey fiber based on the Gallium Lanthanum Sulphide glasses system was realized with one ring of non regularly arranged holes. In [12], a section of As-Se holey fiber is presented, here the pre-form was fabricated by stacking one ring of tubes and 7 rings of rods around a central rod with no outer glass jacket, giving one ring of "guiding" holes and 7 rings of very small interstitial holes formed from the gaps between the glass rods. In the

present paper, we report recent progress on the fabrication of holey fibers with GaGeSbS chalcogenide glass using the “Stack & Draw” procedure. The fabricated fibres present multiple hole rings formed by stacking multiple capillary layers, as is required to offer control over modal and dispersion properties while ensuring low propagation loss. We measure the mode field diameter and compare it with calculations using the well established multipole method.

## 2. Glass fabrication

The nominal glass composition is  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  (2S2G) [13]. High purity raw materials (5N) are placed in a sealed silica tube under vacuum ( $10^{-5}$  mb), heated at  $800^\circ\text{C}$  for 12h and then quenched in water. The index of refraction is 2.25 at 1550 nm and the nonlinear coefficient,  $n_2$ , is measured to be 120 times greater than that of silica. This particular glass is transparent from  $0.6\text{ }\mu\text{m}$  to  $10\text{ }\mu\text{m}$  (low loss fiber fabrication is possible from 1 to  $6\text{ }\mu\text{m}$ ). The glass transition temperature,  $T_g$ , was measured with a differential scanning calorimeter (DSC).  $T_g$  is measured to be at  $305^\circ\text{C}$  as indicated by Fig. 1 which shows the thermal flux versus temperature. Between  $305^\circ\text{C}$  and  $500^\circ\text{C}$ , this composition exhibits no crystallisation peak in the DSC curve when heated at a rate of  $10^\circ\text{C}/\text{min}$ .

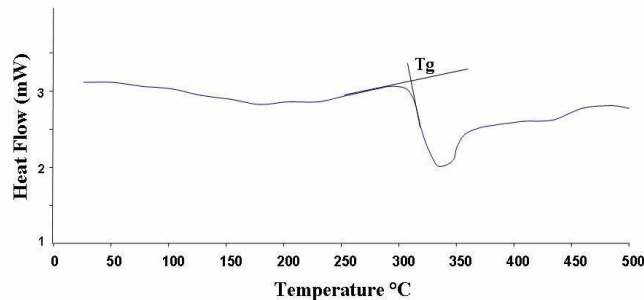


Fig. 1. determination of transition temperature  $T_g$  by DSC measurement for 2S2G glass

Furthermore, there is shallow variation of viscosity with temperature allowing stable fiber draw over a range of several tens of  $^\circ\text{C}$ . These properties make this glass an ideal candidate for the “Stack and Draw” technique.

To make the core rod, the glass is quenched in water and then annealed near the glass transition temperature for 30 min and cooled down to room temperature. For tube fabrication, a glass melt at  $700^\circ\text{C}$  is spun at 3000 rpm at ambient temperature during several minutes [Fig. 2(a)]. During cooling, the viscosity increases and after a few minutes the vitrified tube is formed Fig. 2(b). The tube size used here is typically  $12\text{cm} \times 12\text{mm} \times 5\text{mm}$  (length\*outer diameter\*inner diameter).

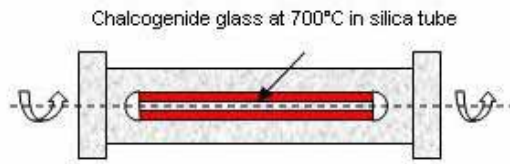


Fig. 2. (a) rotational casting set up



Fig. 2. (b) chalcogenide tube formed by rotational casting

## 3. Holey fiber fabrication and characterization

A chalcogenide (2S2G) tube, placed in a suitable furnace in a drawing tower is drawn down to form capillaries with an outer diameter typically of  $665\text{ }\mu\text{m}$ . These tubes are stacked in

hexagonal lattice, with a rod of identical diameter in the central region, and placed in a larger jacket tube to create the pre-form. The jacket tube is then collapsed around the microstructure via an initial rapid descent through the furnace of the drawing tower, with very little deformation of the capillary tubes. The fiber is then drawn at a rate of 5 m/min at a temperature of around 480 °C. A variable gas pressure system enables precise control of hole size during the draw.

Figure 3(a) shows the cross section of the solid core chalcogenide HF, which is based on the subset of a triangular lattice. The fiber consists of 3 rings of holes ( $N_r=3$ ). The outer diameter,  $\Phi_{\text{ext}}$ , of the HF is 147  $\mu\text{m}$ , the distance between hole centers (pitch) is  $\Lambda=8 \mu\text{m}$ , the average hole diameter is  $d=3.2 \mu\text{m}$  and the ratio  $d/\Lambda$  is estimated at 0.4. In the upper right region the holes are larger than in the other regions. This is almost certainly due to the pre-form being off centre in the furnace, creating a non uniform viscosity. The higher temperature region experiences lower viscosity and presents less resistance to the pressure inside the capillaries/holes.

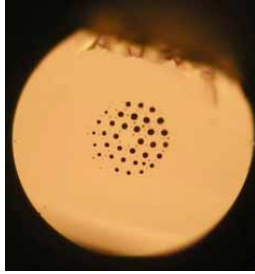


Fig. 3. (a) cross section of 3 rings HF;  $\Phi_{\text{ext}}=147 \mu\text{m}$

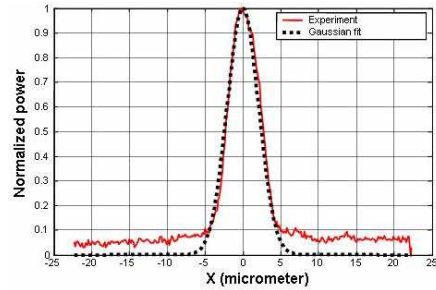


Fig. 3. (b) experimental Mode Field Diameter measurement

The output profile of the guided mode near to 1550 nm was investigated using a near field measurement. An indium metal coating was applied to inhibit cladding mode guidance. Light from a broadband source at 1550 nm was injected into the chalcogenide HF via a standard single mode fiber and the output from the fiber end was imaged onto an infrared camera. As shown in Fig. 3(b), the output profile can be accurately fitted with a Gaussian function. The mode field diameter (MFD) at  $1/e^2$  of maximum intensity was measured to be 8.3  $\mu\text{m}$ , comparable to the MFD of conventional single mode fiber. Using the well-established multipole method [15,16], we compute the MFD for this irregular profile. We obtain a MFD of 10.75  $\mu\text{m}$  on the x axis (see Fig. 4(b) for the axis definition) and 11.45  $\mu\text{m}$  on the y axis, for a perfect  $C_{6v}$  (*i.e.* a structure invariant by  $2\pi/6$  rotations and by plane symmetries) microstructured fiber defined by the average geometrical parameters defined above. The relative error between the experimental result and the numerical simulations is about 25% which is larger than the estimated measurement error. If we consider several irregular profiles with circular holes mimicking the measured profile, the computed MFD are still in the range [10.4, 11.8]  $\mu\text{m}$ . Consequently, we must assume other hypothesis to explain the MFD relative error. This important relative error may be due to small longitudinal variations along the fiber of this imperfect structured profile. It may also result from slight variations of the matrix refractive index in the core and cladding regions since the capillaries and the central rod come from two different batches of 2S2G glass. If this hypothesis is right and since we have observed a MFD smaller than the computed one, we may assume that the central rod refractive index is slightly higher than for the capillaries. Concerning the single-modedness of the fabricated fiber, since the average hole diameter over pitch ratio is equal to 0.4, the fiber is near the upper border of the endlessly single-mode region defined for solid core  $C_{6v}$  microstructured fiber with an infinite number of hole rings (see Fig. 4 in Ref. [14]). As demonstrated in this reference, we can't neglect the cladding size effect for the single-mode behaviour of the considered fiber in which the number  $N_r$  is equal to three. Therefore the

endlessly single modedness of the fabricated fiber is not guaranteed. Furthermore the imperfect profile and the supposed index difference mentioned above may also modify the single mode properties compared to the perfect  $C_{6v}$  microstructured fiber used in the above numerical study.

Another 3 rings Holey Fiber was realized under the same experimental conditions, but with a better control of the hole diameter and with capillaries and central rod from the same batch. Figure 4(a) shows a picture of the fiber. The step  $\Lambda$  is about  $7.7\text{ }\mu\text{m}$  and the diameter  $d$  of the holes is  $4.85\text{ }\mu\text{m}$ . The ratio  $d/\Lambda$  of 0.63 indicates multimode guiding at  $1550\text{ nm}$  even with only three hole rings [13]. About 10 centimetres of the holey fiber, held straight, was used in the previous injection set up, with only the fundamental mode excited. Figure 4(b) shows the near field intensity distribution of the microstructure with a guiding beam at  $1550\text{ nm}$ .

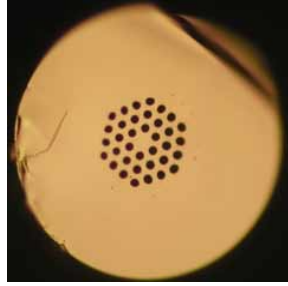


Fig. 4. (a) cross section of 3 rings HF;  $\Phi_{\text{ext}}=137\text{ }\mu\text{m}$

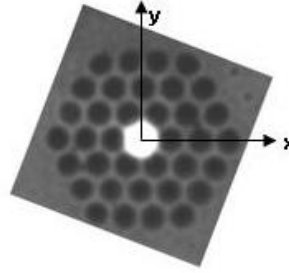


Fig. 4. (b) Near field intensity distribution in the Holey Fiber

The regular structure enabled us to compare more accurately the experimental and the theoretical mode field diameter measurements. Following a Gaussian approximation experimental measurements give the MFD at  $9.3\text{ }\mu\text{m}$  on the x-axis and  $9.66\text{ }\mu\text{m}$  on the y-axis. Calculation results with the multipole method gives a MFD of  $8.64\text{ }\mu\text{m}$  on the x axis and  $9.03$  on the y axis. The agreement between experiment and theory is much better for this fiber, with an average error of 7%.

#### 4. Discussion

In this work, we have presented a single mode and a multimode holey fiber with 3 rings. The profile of the second fiber is, to the best of our knowledge, the first demonstration of a regular (regular  $d$  and  $\Lambda$ ) multi-hole layer index guiding fibre based on chalcogenide glass. Here we have focused on the fabrication of HF with a MFD near that of standard single mode silica fiber in order to facilitate coupling. We believe that this work can be extended to produce very small MFDs with only 3 or 4 rings of holes. Indeed, the high index of refraction of chalcogenide glasses enables a better confinement of the light. In paper [17], for an index of refraction of 2.5,  $d/\Lambda=0.4$ ,  $\Lambda=2.3\text{ }\mu\text{m}$ ,  $\lambda=1550\text{ nm}$  and 4 rings, calculations show that guiding losses are less than  $5\text{ dB/km}$ , significantly lower than the  $1\text{--}2\text{ dB/m}$   $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  material losses around  $1550\text{ nm}$ . Such a structure could be of significant interest for the realization of compact non linear devices. The demonstration of the advantage obtained with respect to guiding losses with the high refractive index of chalcogenide glasses is made below, using numerical simulations. It is well known that an increase of the number of hole rings,  $N_r$ , induces a decrease in the fundamental mode loss,  $L$  [16]. In the considered wavelength range,  $L$  decreases geometrically with  $N_r$ . We introduce the ratio of the fundamental mode guiding losses  $L(m+1)$  for a microstructured fiber made of  $N_r=m+1$  hole rings over the fundamental mode losses  $L(m)$  for a  $N_r=m$  fiber. Slight variations of this ratio  $L(m+1)/L(m)$  occur for different and small  $m$  values. In order to give an unique but meaningful value for this ratio, we compute its average, denoted  $\langle L(m+1)/L(m) \rangle$  for  $m \in [1, 4]$ . In Fig. 5, we show this average ratio as a function of  $d/\Lambda$  for two matrix refractive indices. A lower loss ratio denotes a fiber with more efficient confining capacity. As can be seen in Fig. 5 (note the y axis logarithmic scale), a matrix refractive index of  $n=2.25$  ensures much stronger confinement than

$n=1.444024$ . Consequently, fewer rings of holes are needed to obtain the same guiding losses even for small values of  $d/\Lambda$ . It is worth mentioning that no material losses are taken into account in these numerical results. For the fabricated structures, the overall losses are set by the high intrinsic material losses.

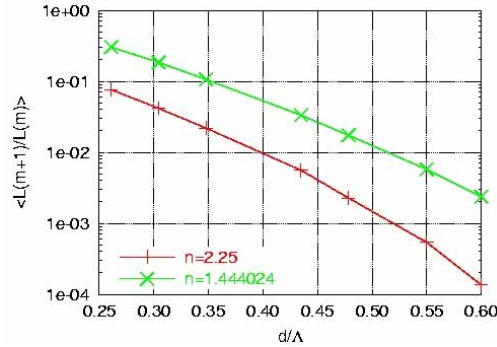


Fig. 5. Average ratio of the losses of a  $Nr=m+1$  microstructured fiber ( $L(m+1)$ ) over the losses of a  $Nr=m$  fiber ( $L(m)$ ) for the fundamental mode as a function of  $d/\Lambda$  for two matrix refractive indices  $n=1.444024$  and  $n=2.25$  ( $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$  and  $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ ), see the text for the definition of the average.

Furthermore, compared to a step index single mode fiber in chalcogenide glasses, HFs offer more tolerance for the realization of single mode guiding. Actually, numerical and theoretical results [14] demonstrate that the critical ratio  $(d/\Lambda)_{s,m}$  delimiting the endlessly single mode regime in  $C_{6v}$  solid core microstructured fibers with an infinite number of hole rings  $Nr$  is in the interval  $[0.42, 0.425]$ . For finite size HF this critical ratio  $(d/\Lambda)_{s,m}$  depends on  $Nr$ , and it converges towards the infinite cladding critical ratio as  $Nr$  increases. Using the multipole method, we obtain that, for a 6 ring microstructured fiber with a pitch equal to  $8 \mu\text{m}$ , a ratio  $d/\Lambda = 0.35$  ensures single mode guiding (in the sense defined in reference [14]) at  $1.55 \mu\text{m}$ . Besides, if we change the matrix refractive index of 1% around 2.25, the single modedness is preserved. In the case of a step index single mode fiber, the composition of core and cladding glasses must be perfectly controlled and many iterations are often necessary to produce the required index of refraction. Accuracy better than  $10^{-3}$  in refractive index for the core and cladding glasses is often required to obtain single mode guiding.

## 5. Conclusion

The first Holey Fibres in GaGeSbS chalcogenide glass have been manufactured. We have demonstrated the possibility of fabrication of complex structures up to three rings using the “Stack & Draw” technique. The use of a stable glass with excellent thermo-mechanical properties is key in allowing us to use tried and tested fabrication techniques. We believe that the combination of this technique and chalcogenide glass holds great potential for the realization of both small and large effective area fibers, with applications not only around  $1550 \text{ nm}$  but also in the mid infrared window. The ability to precisely control geometry from preform assembly through to final fibre fabrication opens up the possibility for the fabrication of infrared air guiding photonic band-gap fibres. In this work, we found an experimental mode field diameter in good agreement with calculations. In future work, we plan to improve the purity of our chalcogenide glass and our drawing process in order to reduce the overall losses. We also plan to characterize the single mode behaviour of our HF and their modal properties including losses and chromatic dispersion.

## Acknowledgments

We thank the “Délégation Générale pour l’Armement” for financial support for the study (n° 05.34.008).



# Simultaneous measurement of anomalous group-velocity dispersion and nonlinear coefficient in optical fibers using soliton-effect compression

Thanh Nam Nguyen <sup>a</sup>, Thierry Chartier <sup>a,\*</sup>, Monique Thual <sup>a</sup>, Pascal Besnard <sup>a</sup>,  
Laurent Provino <sup>b</sup>, Achille Monteville <sup>b</sup>, Nick Traynor <sup>b</sup>

<sup>a</sup> FOTON, ENSSAT, 6 rue de Kerampont, 22305 Lannion cedex, France

<sup>b</sup> PERFOS, 11 rue de Broglie, 22300 Lannion, France

Received 9 February 2007; received in revised form 27 April 2007; accepted 18 May 2007

## Abstract

We present a novel and simple method to measure both the value of the second-order dispersion coefficient and the nonlinear coefficient in optical fibers. This method is based on the higher-order soliton-effect pulse compression phenomenon and is valid for dispersion values greater than 0.5 ps/km/nm. A non-zero dispersion-shifted fiber, a standard single-mode fiber and a highly-dispersive highly-nonlinear fiber have been measured using this method.

© 2007 Elsevier B.V. All rights reserved.

## 1. Introduction

Nonlinear pulse propagation in optical fibers is influenced by both the group-velocity dispersion parameter  $D$  and the nonlinear coefficient  $\gamma$  [1]. The knowledge of both of these parameters is essential for a wide range of applications including optical transmission, nonlinear fiber optics or mode-locked fiber lasers. The recent development of highly-nonlinear holey fibers allows a broad range of values for these parameters to be covered. Simple and efficient methods for the simultaneous measurement of both  $D$  and  $\gamma$  are therefore of great interest for the manufacturers or the users of these kinds of fibers. Some methods for the simultaneous measurement of  $(D, \gamma)$  are based on four-wave-mixing [2,3] or modulation instability [4,5]. Four-wave-mixing-based methods are only valid for low-dispersion fibers (around the zero-dispersion wavelength) and are dramatically sensitive to the zero-dispersion variations along the fibre length. In addition, the method described in Ref. [3] is based on the measurement of the zero-dispersion

wavelength and the dispersion slope coefficient from which the chromatic dispersion is finally numerically determined. This method is also very sensitive to the measurement error on dispersion slope. The modulation-instability-based methods [4,5] are not restricted to low-dispersion fibers but require larger powers and are more sensitive to polarization effects and Brillouin effects. Another method, proposed by Barry et al. [6], is also valid for any value of the dispersion but requires non-conventional features like a frequency resolved optical gating technique and a numerical minimization algorithm.

In this paper, we report a novel and simple method for the simultaneous measurement of the dispersion parameter  $D$  and the nonlinear coefficient  $\gamma$  for all types of fibers in the anomalous dispersion regime. This method is based on the higher-order soliton pulse compression effect and is an extension of the method proposed in Ref. [7].

The paper is organized as follows. Section 2 presents briefly the higher-order soliton compression effect. The principle of our method is presented in Section 3. Section 4 is devoted to the evaluation of the accuracy of our method and, finally, Section 5 shows some experimental results for three different kinds of fiber.

\* Corresponding author.

E-mail address: [Thierry.Chartier@enssat.fr](mailto:Thierry.Chartier@enssat.fr) (T. Chartier).



## 2. Higher-order soliton-effect pulse compression

Pulse evolution in a nonlinear fiber is governed by the nonlinear Schrödinger equation (NSE) [1]. If one neglects loss, higher-order dispersion effects and higher-order nonlinear effects, the NSE becomes, in the case of an anomalous dispersion regime [1]:

$$iL_D \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + N^2 |U|^2 U = 0, \quad (1)$$

where  $U(z, \tau)$  is the normalized slowly-varying envelope of the electric field,  $z$  the propagation distance,  $\tau$  the normalized time,  $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$  the dispersion length, with  $T_0$  the pulse duration and  $\beta_2$  the second-order group-velocity dispersion (GVD) parameter ( $\beta_2 < 0$  in anomalous dispersion regime) and  $N$  the soliton number given by:

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (2)$$

where  $P_0$  is the pulse peak power and  $\gamma$  the nonlinear coefficient given by:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{\text{eff}}}, \quad (3)$$

with,  $n_2$  the nonlinear refractive index,  $\lambda_0$  the wavelength in vacuum and  $A_{\text{eff}}$  the effective mode area.

In the anomalous dispersion regime, the soliton-effect occurs as a result of the interplay between GVD and self-phase modulation (SPM).  $N$ th-order solitons follow a periodic evolution pattern along the fiber such that they are periodically compressed by a factor that depends on the soliton order  $N$ . The soliton period is:

$$z_0 = \frac{\pi}{2} L_D. \quad (4)$$

For a given soliton order  $N$ , there exists an optimum fiber length  $L$  for which maximum compression is obtained. Let  $F_c$  be the compression factor defined as the ratio between the full width at half maximum (FWHM) of the initial pulse and of the FWHM of the compressed one. Both the optimum fiber length  $L$  and the compression factor  $F_c$  depend on the soliton order  $N$  and can be obtained by numerical simulations [8]. They can also be approximated by the following empirical relations [9]:

$$\frac{L}{z_0} \approx \frac{C_1}{N^2} + \frac{C_2}{N} + C_3, \quad (5)$$

$$F_c \approx 4.1N, \quad (6)$$

with  $C_1 = 1.1$ ,  $C_2 = 0.32$  and  $C_3 = 0$ .

Relation (5) is accurate to a few percent for  $N > 4$  whereas relation (6) is accurate to a few percents for  $N \geq 10$ . When the soliton order  $N$  is lower than 4, we have established a new empirical solution for  $L/z_0$ , accurate to a few percent for  $1 < N < 4$ . This solution is similar to relation (5) but with the following parameters:

$$C_1 = 2.86, \quad C_2 = -0.76, \quad C_3 = 0.17. \quad (7)$$

Fig. 1 represents the exact and the approximate solutions of  $L/z_0$  and  $1/F_c$  versus the soliton order  $N$ . The inset of Fig. 1 is a zoom of the evolution of  $L/z_0$  for  $2 < N < 4$ .

## 3. Principle of the method

From Fig. 1, we deduce the following principle: the soliton order  $N$  that leads to a given compression factor  $F_c$  depends on the ratio  $L/z_0$  or, equivalently, on the product  $LD$ , where  $D = -2\pi c\beta_2/\lambda_0^2$  is the dispersion parameter. Consequently, for a given fiber length  $L$  and a given pulse duration  $T_0$ , when the value of  $N$  allows maximum compression, the compression factor depends only on the value of  $D$ , whatever the value of the nonlinear coefficient. Then, to determine the value of  $D$  we simply propose to measure the compression factor. However, the compression factor we usually have access to during experiments is the ratio between the width of the autocorrelation trace of the input pulse and the width of the autocorrelation trace of the compressed pulse. Let  $F_a$  be this autocorrelation compression factor. Fig. 2 illustrates an example of autocorrelation traces of both an input and an output pulse in a soliton compression simulation. For a reason that will be explained after, we also propose to measure the parameter  $R_a$  defined as the ratio between the level of the main peak and the level of the secondary peaks in the autocorrelation trace of the compressed pulse (see Fig. 2).

The relation between  $L/z_0$  and  $F_a$  and the relation between  $L/z_0$  and  $R_a$  are obtained by simulations. They can also be approximated by the following empirical relations:

$$\frac{L}{z_0} \approx -\frac{3.224}{F_a^3} + \frac{3.373}{F_a^2} + \frac{1.774}{F_a} - 0.007, \quad (8)$$

$$\frac{L}{z_0} \approx -\frac{9.775}{R_a \sqrt{R_a}} + \frac{18.075}{R_a} - \frac{11.347}{\sqrt{R_a}} + 2.438. \quad (9)$$

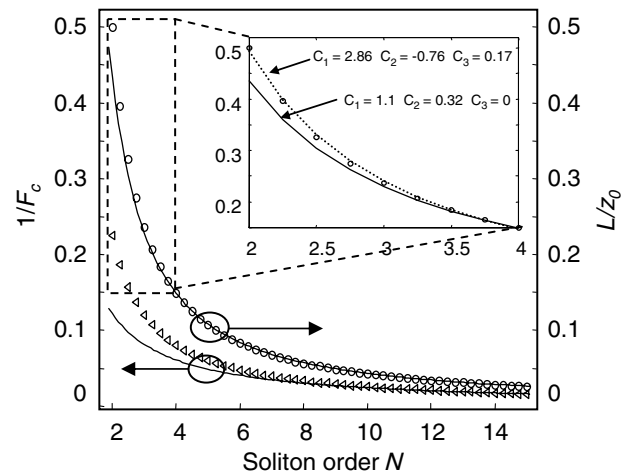


Fig. 1. Evolution of  $L/z_0$  (circles) and  $1/F_c$  (triangles) versus the soliton order  $N$ , the lines are the analytical solutions given by Eqs. (5) and (6).

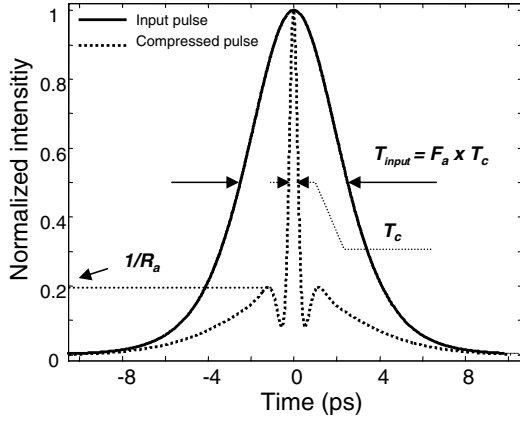


Fig. 2. Autocorrelation traces of the input pulse and the compressed pulse and definition of  $F_a$  and  $R_a$ .

Note that relations (8) and (9) are only valid for hyperbolic secant pulse shapes. Relation (8) is accurate to within a few percent for  $F_a < 80$  and relation (9) is accurate to within a few percent for  $R_a > 2.7$ . Fig. 3a and b represent the exact and the approximate solutions of  $L/z_0$  versus  $F_a$  and  $R_a$ .

Basically, the method we propose works as follows. For a given length  $L$  of an anomalous dispersion fiber, by adjusting the power of a launched soliton pulse of duration  $T_0$  at wavelength  $\lambda_0$ , we obtain the soliton order  $N$  that leads to the maximum-pulse compression. Then, we measure the compression factor  $F_a$  (method A) and the ratio  $R_a$  (method B). According to Eq. (8), the value of  $F_a$  gives a value  $x_A$  of  $L/z_0$  and, according to Eq. (9), the value of  $R_a$  gives a value  $x_B$  of  $L/z_0$ . In the ideal case both values  $x_A$  and  $x_B$  are identical and can be used to determine the value of  $D$  according to Eq. (4):

$$D = x_i \left( \frac{\pi T_0}{\lambda_0} \right)^2 \frac{c}{L} \quad (10)$$

with  $i = A$  or  $B$ .

The value of  $L/z_0$  is also used to determine the value of  $N$  from relation (5). Then, knowing  $D$  and  $N$ , the additional measurement of  $P_0$  gives the value of  $\gamma$  according to Eq. (2):

$$\gamma = \left( \frac{N \lambda_0}{T_0} \right)^2 \frac{D}{2\pi c P_0} \quad (11)$$

In fact, both values of  $D$  obtained with method A and method B can differ because they are obtained using approximate relations. Moreover, in these relations no impact of attenuation, higher-order nonlinearity and cubic dispersion are included. In Section 4, we study the impact of these effects on the accuracy of the method.

#### 4. Accuracy of the method

In order to simulate the discrepancies between both methods, we have numerically calculated the relative errors between the values of  $D$  calculated using both methods and the theoretical value of  $D$  in (i) the ideal case and in four other cases that take into account (ii) the effect of third-order dispersion, (iii) the effect of fiber loss, (iv) the effect of self steepening and stimulated raman scattering and (v) all the previous effects simultaneously.

Note that, in the general case, the NSE is in the form [1]:

$$iL_D \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - i\delta \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} + N^2 \left( |U|^2 U + is \frac{\partial}{\partial t} (|U|^2 U) - \tau_R U \frac{\partial}{\partial t} (|U|^2) \right) = 0, \quad (12)$$

where  $\delta = \beta_3/(6|\beta_2|T_0)$  with  $\beta_3$  the third-order (cubic) dispersion coefficient,  $s = 1/(\omega_0 T_0)$  with  $\omega_0$  the angular frequency, and  $\tau_R = T_R/T_0$  with  $T_R$  related to the slope of the Raman gain spectrum. When we do not take into account one of these effects, the corresponding term is omitted in Eq. (12).

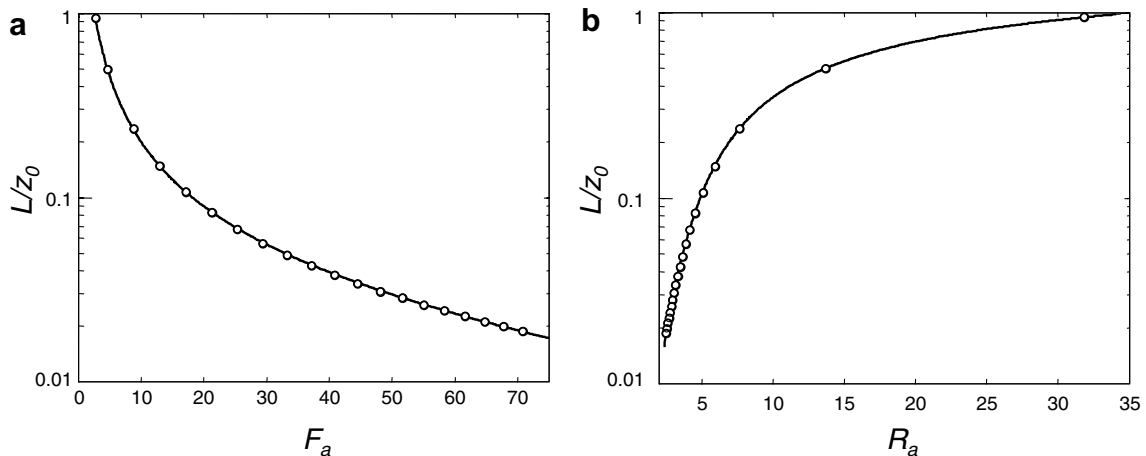


Fig. 3. (a) Evolution of  $L/z_0$  versus  $F_a$  and (b) evolution of  $L/z_0$  versus  $R_a$ . Full-lines are the empirical analytical solutions and circles are the exact solutions.

For simulations, the input pulse is represented by a hyperbolic secant function of duration 5 ps. The nonlinear coefficient  $\gamma$  of the fiber is  $2 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ . The dispersion  $D$  is varied from 0.2 ps/nm/km to 100 ps/nm/km. We have calculated  $P_0$  so that the soliton order is  $N=5$ . The error made by using method A or method B is reported in Fig. 5 as a function of the dispersion for different cases.

The following should be noted:

- Even in the ideal case (Fig. 4a), a constant error occurs over the whole range of  $D$ . This error is smaller than 0.5% for both methods for this set of parameters. These errors come from the approximations of relations (5), (8) and (9).
- Higher-order dispersion affects the result only in the range of small dispersion ( $D < 1 \text{ ps/nm/km}$ ) (Fig. 4b). Indeed, it is known that the cubic dispersion has a detrimental effect on pulse compression [1], in particular, when second-order dispersion can be neglected.
- Attenuation also affects the result in the range of small dispersion ( $D < 1 \text{ ps/nm/km}$ ) (Fig. 4c). This is explained by the fact that, when  $D$  decreases,  $L_D$  becomes longer and optimum pulse compression needs longer fibers. In these cases attenuation can no longer be neglected.
- High-order nonlinearities do not significantly affect the measurement results in the case of picosecond pulses (Fig. 4d).

- When loss, cubic dispersion or both together (Fig. 4e) have a detrimental influence on the accuracy of the method, the errors of each method are of the opposite sign. This can be explained as follows. When an output pulse is more compressed than in the ideal case (the measurement of  $F_a$  is over-estimated), the quality of the compressed pulse decreases [1] (the main peak is lower and the side-peaks are higher) and the measured value of  $R_a$  is under-estimated. Conversely, when an output pulse is less compressed than the ideal case,  $F_a$  is under-estimated and  $R_a$  over-estimated. We note, from Fig. 4b and e, that the error using method A becomes negative in a small range of dispersion  $D$  (typically between 0.5 ps/km/nm and 2 ps/km/nm for  $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$ ), meaning that the pulse is more compressed than in the ideal case. This means that, in some cases, the cubic dispersion  $\beta_3$  has a beneficial effect on pulse compression.

In summary, systematic errors occur for both methods. These errors are only few percents for  $D > 1 \text{ ps/km/nm}$  but dramatically increase for lower values of  $D$ . Generally, the errors are of the opposite sign. Then, to improve the accuracy of the method for low-dispersion fibers, we propose to average the results obtained with both methods. Fig. 4f shows the residual error obtained by averaging both methods in the following case:  $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$ ,  $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$ ,  $T_R = 3 \text{ fs}$ . The averaged value of dispersion  $D_{\text{avg}}$  is

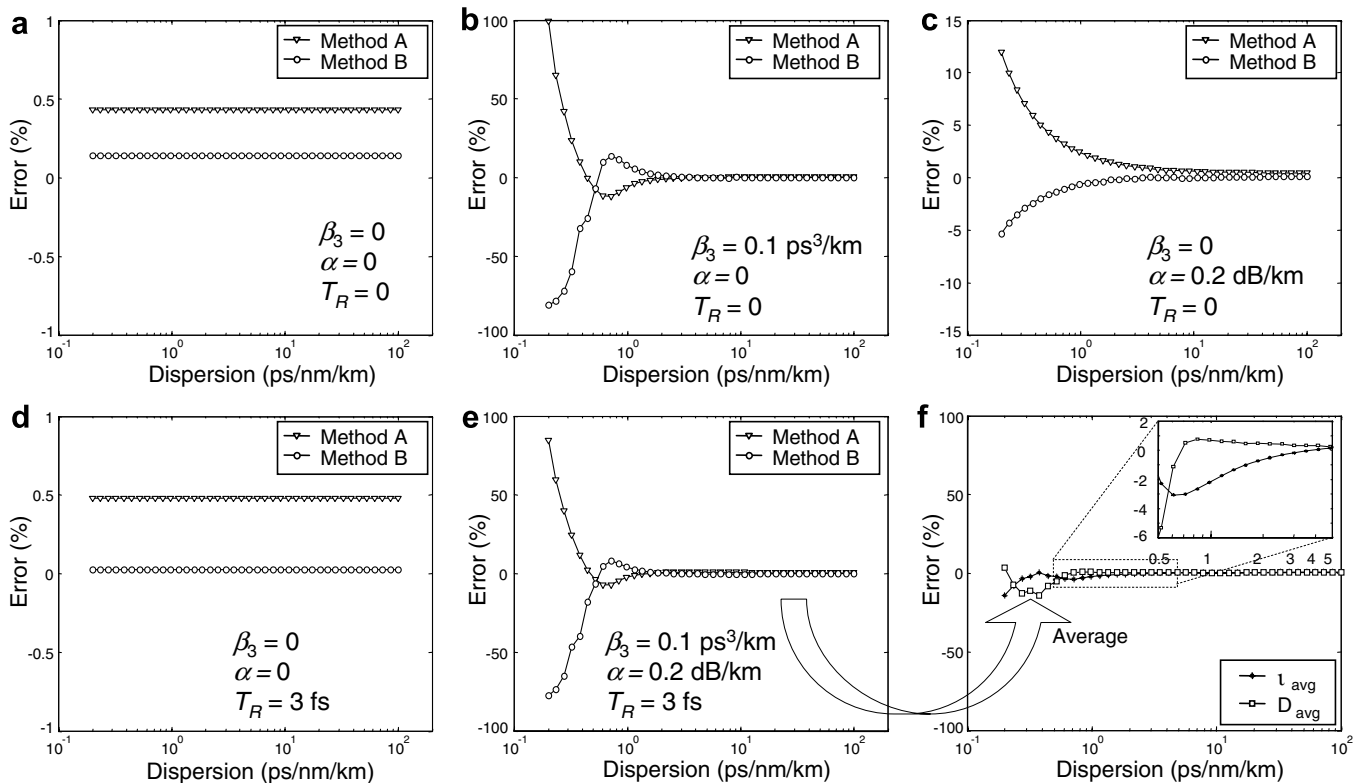


Fig. 4. Estimation of the accuracy in the measurement of  $D$  for methods A and B in the ideal case (a) and the cases which include the effect of third-order dispersion (b), fiber loss (c), cubic nonlinearity (d) and all of these effects (e). Averaging the two methods (f) reduces the error.

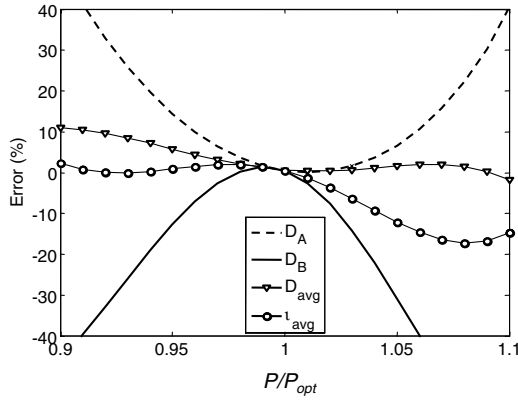


Fig. 5. Evolution of the accuracy of the measured value of  $D$  using methods A and B and the measured values of  $D$  and  $\gamma$  using the average of both methods as a function of the power relatively to the optimum-compression power.

estimated with the accuracy better than 6% for  $D > 0.5$  ps/nm/km. The averaged value of the nonlinear coefficient  $\gamma_{\text{avg}}$  is obtained from  $D_{\text{avg}}$  as described in Section 3. The accuracy for the nonlinear coefficient is of the same order as that of for the dispersion.

Furthermore, averaging the results of both methods offers another advantage. Indeed, since our method requires exact determination of the power  $P_0$  for which maximum compression is achieved, any wrong adjustment of the value of  $P_0$  can affect the results of the measurement. In Fig. 5, we show how relative errors of a few percent, with respect to the maximum-compression power  $P_0$ , affect the values of the dispersion measured using both methods (dashed-line for method A and full-line for method B). We note that errors on the power lower than 10% can cause errors on dispersion greater than 40%. Note also that errors of both methods are again of the opposite sign. In Fig. 5, we have also plotted the errors in the dispersion and on the nonlinear coefficient when averaging method A and method B. In this case, the errors are considerably reduced. We conclude that averaging both methods also gives a greater tolerance for adjusting the maximum-compression power.

## 5. Experimental results

We performed group-velocity dispersion and nonlinear coefficient measurements with three kinds of fiber: a non-zero dispersion-shifted fiber (NZDSF), a conventional single-mode fiber (SMF) and a nonlinear holey fiber (NHF) similar to that described in Ref. [7]. The values of dispersion  $D_{\text{man}}$  and nonlinear coefficient  $\gamma_{\text{man}}$  at  $\lambda_0 = 1560$  nm given by the manufacturers for these fibers are summarized in Table 1. For the nonlinear holey fiber, the given values are estimations based on the fiber geometry.

The schematic diagram of the experiment is described in Fig. 6. The laser source is a commercially-available mode-locked fiber laser operating at 1560 nm. This erbium-doped fiber laser is passively mode-locked using a semiconductor

Table 1

Manufacturer's values of dispersion and nonlinear coefficient for three kinds of fibers

Fiber	$D_{\text{man}}$ (ps/nm/km)	$\gamma_{\text{man}}$ ( $\text{W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ )
NZDSF	5.1	2
SMF	18.4	1.4
NHF	126	26

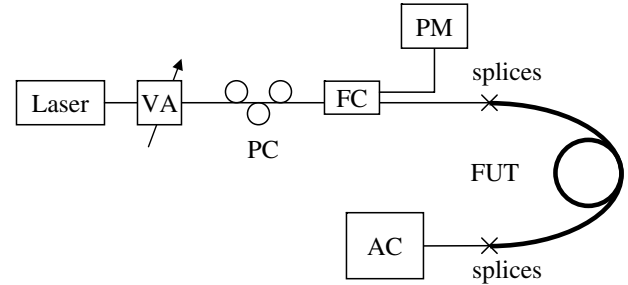


Fig. 6. Experimental set-up. VA: variable attenuator, PC: polarization controller, FC: 3 dB fibre coupler, PM: powermeter, AC: autocorrelator.

saturable absorber and operates in the soliton regime. The pulse width can be varied from 1 ps to 20 ps using different intra-cavity filters and the repetition rate is 19.3 MHz. The maximum averaged power is 10 dBm. The input peak power is adjusted using a variable optical attenuator and the power launched in the fiber is controlled with a power meter at the output of the 3 dB coupler. The splicing loss between the NHF and standard fibers is 1.2 dB. For the SMF and the NZDSF the splicing loss is negligible. The polarization controller ensures single-polarization propagation along one eigen axis of the fiber in order to avoid unexpected polarisation effects during the nonlinear propagation.

The compression factor  $F_a$  and the ratio  $R_a$  are measured on the autocorrelation trace at the output end of the fiber, knowing the autocorrelation trace of the launched pulse. Fig. 7 shows the autocorrelation traces of the input and the compressed pulse for the three different fibers. Using the measured values of  $F_a$ ,  $R_a$  and the peak power  $P_0$  required for optimum pulse compression we are able to calculate the values  $D_{\text{avg}}$  and  $\gamma_{\text{avg}}$  of the dispersion and the nonlinear coefficients using the average of methods A and B for each kind of fiber. The parameters used in the experiments and the measured values of  $F_a$ ,  $R_a$  and  $P_0$  are reported in Table 2. Comparing the measured values  $D_{\text{avg}}$  and  $\gamma_{\text{avg}}$  reported in Table 2 with the values given by the manufacturers (Table 1), we can confirm the accuracy of our method.

The results shown in Table 2 also confirm that the average of methods A and B is necessary. This is the case in our experiments for the NZDSF fiber. For this fiber, the values of  $D_A$  and  $D_B$  differ very much from the average value  $D_{\text{avg}}$  (around 50% of error). The reason is due to an incorrect evaluation of the maximum-pulse-compression power (as described in Fig. 5). However, it is interesting to note that

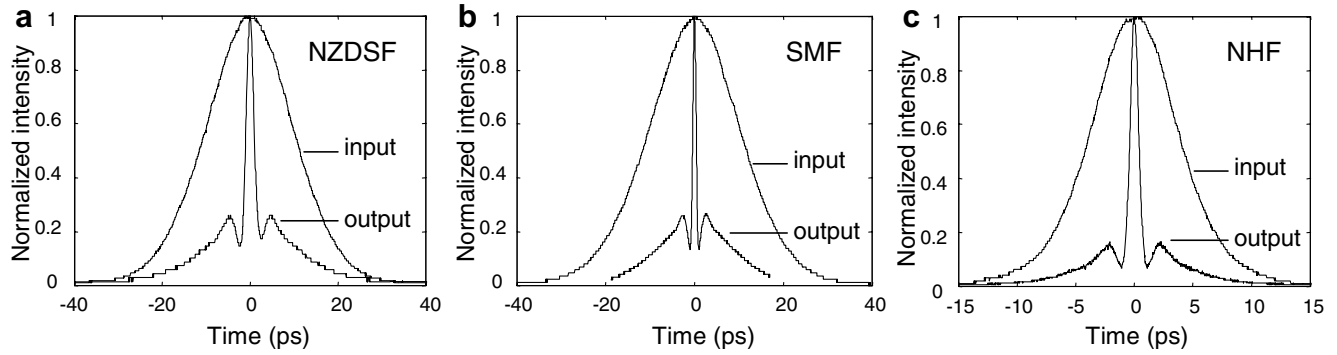


Fig. 7. Experimental results on pulse compression for (a) the NZDSF, (b) the SMF and (c) the NHF.

Table 2

Measurements of the dispersion and nonlinear coefficient using our method for three types of fibers

Fiber	$L$ (m)	$T_0$ (ps)	$F_a$	$R_a$	$D_A$ (ps/nm/km)	$D_B$ (ps/nm/km)	$D_{avg}$ (ps/nm/km)	$N_{avg}$	$P_0$ (W)	$\gamma_{avg}$ ( $W^{-1} km^{-1}$ )
NZDSF	2050	8.6	10.9	3.8	7.9	2.4	5.2	4.7	1.1	1.8
SMF	304	8.5	26.2	3.8	18.9	15.4	17.2	7.9	13.5	1.4
NHF	22	3.2	9.9	7.6	112.4	128.5	120.4	3.1	5.7	27

the average of methods A and B returns a correct value for  $D_{avg}$ . Then, we confirm that the average operation allows reducing the error due to bad measurements.

Our method is valid for any kind of fibers with dispersion values greater than 0.5 ps/km/nm provided that the peak power, leading to maximum-pulse compression, can be achieved. It is also clear that our numerical study, leading to relations (8) and (9), is only valid for hyperbolic secant pulse shapes. However, similar relations may be obtained with gaussian pulse shapes or any other kind of pulse shape.

## 6. Conclusion

We have proposed a novel and simple method for simultaneous measurement of both the group-velocity dispersion and the nonlinear coefficient of optical fibers in the anomalous dispersion regime. This method is based on the soliton compression effect in optical fibers and is reliable for dispersion values greater than 0.5 ps/km/nm. Experimental measurements were performed with three different fibers and have demonstrated the accuracy and reliability of the method.

## Acknowledgements

This work is supported by the Conseil Régional de Bretagne. Authors thank the reviewers for their comments, leading to significant improvement of the manuscript.

## References

- [1] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, second ed., Academic Press, New York, 1995.
- [2] P.S. André, J.L. Pinto, *Microwave Opt. Technol. Lett.* 34 (4) (2002) 305.
- [3] H. Chen, *Opt. Commun.* 220 (2003) 331.
- [4] C. Mazzali, D.F. Grosz, H.L. Fragnito, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 11 (2) (1999) 251.
- [5] J. Fatome, S. Pitois, G. Millot, *Opt. Fiber Technol.* 12 (2006) 243.
- [6] L.P. Barry, J.M. Dudley, P.G. Bollond, J.D. Harvey, R. Leohardt, *Electron. Lett.* 33 (8) (1997) 707.
- [7] T.N. Nguyen, T. Chartier, M. Thual, P. Besnard, L. Provino, A. Monteville, N. Traynor, in: *Proceedings of ECOC, Cannes, France, 2006*, Paper We3.P.12.
- [8] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.P. Gordon, W.J. Tomlinson, *Opt. Lett.* 8 (5) (1983) 289.
- [9] E.M. Dianov, Z.S. Nikonova, A.M. Prokhorov, V.N. Serkin, *Sov. Technol. Phys. Lett.* 12 (1986) 311.



# Numerical study of an optical regenerator exploiting self-phase modulation and spectral offset filtering at 40 Gbit/s

C. Finot<sup>a,\*</sup>, T.N. Nguyen<sup>b</sup>, J. Fatome<sup>a</sup>, T. Chartier<sup>b</sup>, S. Pitois<sup>a</sup>, L. Bramerie<sup>b</sup>,  
M. Gay<sup>b</sup>, J.-C. Simon<sup>b</sup>

<sup>a</sup> *Institut Carnot de Bourgogne (ICB), Dept. OMR, UMR CNRS 5209 Université de Bourgogne, 21078 Dijon, France*

<sup>b</sup> *FOTON (UMR CNRS 6082), ENSSAT, 6 rue de Kerampont, BP 80518, 22 305 Lannion cedex, France*

Received 6 October 2007; received in revised form 27 November 2007; accepted 6 December 2007

## Abstract

In this work, we numerically investigate the performances of optical regenerators based on self-phase modulation and spectral offset filtering at 40 Gbit/s. We outline the different effects affecting the device performances and explain the choice of the optimal working power. The impact of the regenerator on the output signal is also analysed through a statistical approach. Both single- and double-stage configurations are investigated.

© 2007 Elsevier B.V. All rights reserved.

**Keywords:** Non-linear optics in fibers; Optical regeneration

## 1. Introduction

With the development of long haul optical telecommunication systems working at high repetition rates (40 Gbit/s and beyond), performing an all-optical regeneration of the transmission signal has become of a great interest to combat the cumulative impairments occurring during the signal propagation and overcoming the electronics bandwidth limitations of the current devices [1]. Indeed, during its propagation, the signal undergoes various degradations such as amplified spontaneous emission (ASE) noise accumulation, chromatic dispersion as well as intra-channel non-linear effects [2]. Non-linear effects lead to jitter degradations (in time and amplitude) and ghost-pulse generation in the zero bit-slot [3]. Consequently, it is required to limit the amplitude jitter and the timing jitter of the pulses and to enhance the extinction ratio (ER) of the signal. To achieve simultaneously such operations, different optical methods based on non-linear effects in optical fibers have

been proposed; for example, the use of non-linear optical loop mirrors (NOLMs) [4], four-wave mixing [5], or self-phase modulation (SPM) [6]. The latest method is based on spectral broadening followed by an offset spectral filtering and has been proposed in 1998 by P.V. Mamyshev. Many works, both experimental [7–13] and theoretical [9,11,14–19], have dealt with the possibilities of such a device known as the Mamyshev regenerator. For example, its capacity of multi-wavelength regeneration [8,17], the existence of eigen-pulses in concatenated regenerators [19] or its inclusion in a set-up compatible with DPSK signals [20] have been recently reported.

In Ref. [14], general theoretical guidelines have been proposed to design a high-performances single-stage regenerator with a transfer function exhibiting both a high extinction ratio improvement and a locally flat region on the one-level called the plateau. In an other numerical study, the authors have tried to link the properties of the transfer function with the performances of the regenerator in terms of Q-factor improvement [16]. The authors have noticed that the transfer function itself is not sufficient to fix the working power giving the best performance and that

\* Corresponding author.

E-mail address: [christophe.finot@u-bourgogne.fr](mailto:christophe.finot@u-bourgogne.fr) (C. Finot).

a trade-off between the improvements and impairments raised by the regenerator is then necessary. But to date, no theoretical argument has been suggested to clearly explain this observation.

More importantly, to restore the signal at its initial wavelength, a double-stage configuration is required and once again, even though some experimental devices have already been demonstrated [7], no detailed theoretical work has been reported in the literature.

In this article, we propose a numerical study of the Mamyshev regenerators both in single-stage and double-stage configurations. Our study combines both the transfer function and the Q-factor improvement approaches. Based on the statistical study of the initial and regenerated signals, we present an interpretation of the impact of the regenerator on the regenerating signal and propose an explanation regarding the choice of the working power. Finally, we highlight several key points which affect the regenerator performances.

This paper will thus be organized as follows. After having recalled the principle of the Mamyshev regenerators, we will investigate the performance of a single-stage regenerator both in terms of Q-factor improvement and statistical impact. In the fourth part of the paper, we will propose a set of explanations about the working power influence and in the final part, we will numerically study a double-stage device.

## 2. Principle and set-up

The set-up of the single-stage Mamyshev regenerator under study is described in Fig. 1. The signal to be regenerated is first amplified in order to reach an optimum average power  $P_m$  (corresponding to a peak power  $P_0$  for '1' pulses). An optical bandpass filter (OBPF), centred at the signal wavelength  $\lambda_0$  and characterized by its spectral full-width at half maximum (FWHM)  $\delta f_1$  is also used to reduce the ASE noise power [16]. A spectral broadening is then achieved through the SPM effect occurring during the propagation in a highly non-linear optical fiber (HNLF) with a length  $L$ . The broadened spectrum is finally partially sliced by a second OBPF shifted by  $\Delta\lambda$ . The spectral bandwidth of this second filter  $\delta f_0$ , which determines the output pulse width, is then fixed according to the initial pulse properties.

In Ref. [14] the authors have shown that, according to the system parameters ( $L$ ,  $P_0$  and  $\Delta\lambda$ , three different regimes of transfer function ( $P_{out} = f(P_{in})$ ) can be observed: a transfer function (TF) characterized by a plateau (B regime), by a continuously increasing behaviour (C regime) or by a non-monotonic regime (A regime). The transfer function associated with the plateau zone of the B regime (and corresponding to an input peak-power  $P_{theo}$ ) has been considered as the most suitable to achieve an efficient regeneration process, mainly due to its capacity to equalize pulse-to-pulse peak-power fluctuations.

Our regenerator is based on a HNLF with a length  $L$  of 3500 m, a non-linear coefficient  $\gamma$  of  $8.4 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ , a dispersion  $D$  of  $-0.7 \text{ ps km}^{-1} \text{ nm}^{-1}$  and a linear loss coefficient  $\alpha$  of  $0.6 \text{ dB km}^{-1}$ . We have included in our simulations the ASE noise introduced by the erbium doped fiber amplifier (EDFA) by taking into account a noise figure  $N_f = 4 \text{ dB}$ . Following the method detailed in [14], we have calculated the TF thanks to the propagation of a single Gaussian pulse having a temporal FWHM of  $T_0 = 6.25 \text{ ps}$ , which corresponds to the pulses used in a classical 40-Gbit/s return-to-zero-25% (RZ-25) optical telecommunication system.

Our simulations have been computed by means of the software VPI WDM Transmission Maker and rely on the numerical integration of the non-linear Schrödinger equation by a split-step Fourier method. Note that polarization mode dispersion (PMD) as well as other higher-order non-linear effects (Raman, Brillouin or self-steepening contributions) have been neglected in our simulations.

OBPF 2 is a Gaussian filter with a spectral width  $\delta f_0 = 70 \text{ GHz}$  and a spectral offset  $\Delta\lambda = 160 \text{ GHz}$ . For an initial fourth order supergaussian OBPF with a spectral width  $\delta f_1 = 100 \text{ GHz}$  (OBPF 1), we obtain a B-like TF (Fig. 2, solid line), with a plateau around  $P_{theo} = 1.05 \text{ W}$ . Let us note that we can easily obtain other TF types by simply adjusting  $\delta f_1$ . Indeed, by changing the spectral width of the initial filter, we also modify the initial temporal width of the pulses entering the HNLF. Given the dependence of TF with the initial pulse properties, this leads to noticeable changes of the TF. For example, if  $\delta f_1 = 160 \text{ GHz}$  (mixed line), we obtain a C-like TF and by using narrower filters, an A-like TF could also be achieved.

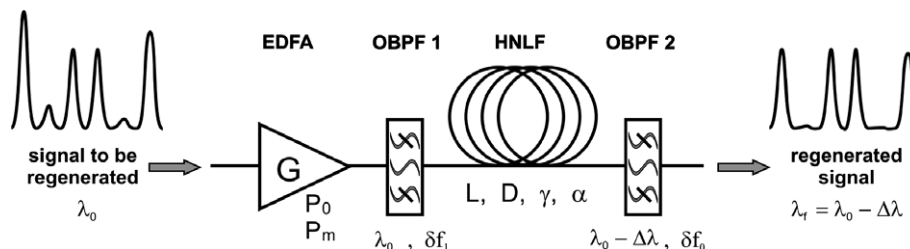


Fig. 1. Set-up of the single-stage Mamyshev regenerator. Erbium Doped Fiber Amplifier (EDFA), Optical BandPass Filter (OBPF), Highly Non-Linear Fiber (HNLF).

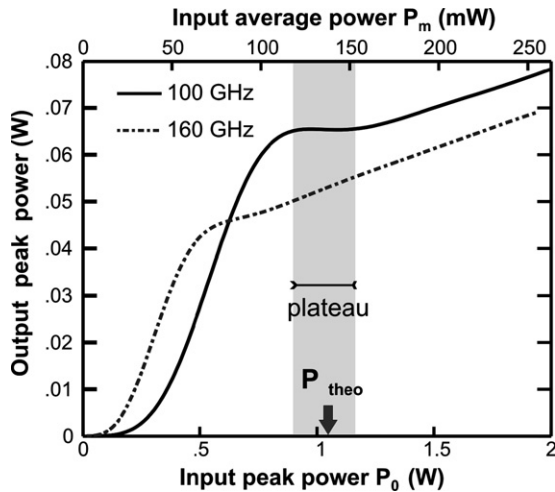


Fig. 2. Transfer function of a single-stage regenerator. Evolution of the output peak-power versus the input power for two different spectral widths of OBPF 1 ( $\delta f_1 = 100$  GHz and  $\delta f_1 = 160$  GHz, solid black line and mixed line, respectively). The input average power corresponds to the average power of a 40-Gbit/s pseudo-random binary sequence (PRBS) signal.

### 3. Performance of the single-stage regenerator

In this part, we aim to quantify the regenerative capacity of the B-like single-stage Mamyshev regenerator described in the above section. The transfer function is usually built by computing the response of the regenerator to an input single pulse. However, to fully characterize the performance of a regenerator, a stream of pulses (namely a pseudo-random binary sequence (PRBS)) has to be taken into account. In that context, the usual parameter widely used to evaluate the signal quality is the Q-factor [2]:  $Q = (V_1 - V_0)/(\sigma_1 - \sigma_0)$ , with  $V_1$  and  $V_0$  the average electrical voltage of the ones and zeros, respectively, at the detection instant, and  $\sigma_1$  and  $\sigma_0$  the corresponding standard deviations. A good estimation of the performance of our regenerator will be the Q-factor improvement defined as the ratio between the input and output signal Q-factor (or equivalently the difference when expressed in dBs). On the other hand, the Q-factor parameter, obtained in the electrical domain, often hides the physical meaning of the signal degradation and consequently, this data itself is not enough to get a precise understanding of the degradation affecting the pulse train. So to complete the analysis, we will also get interested in the statistical properties of the optical signal, i.e. its temporal pulse width, its peak-power, its temporal position and its extinction-ratio.

#### 3.1. Initial input pulse properties

In this section, we shall first study the features of the degraded 40-Gbit/s PRBS signal used at the input of the regenerator.

To model realistically the signal degradation [21] and to maintain an affordable computation time, we have numer-

ically propagated a  $(2^{11} - 1)$ -long 40-Gbit/s RZ-25 PRBS signal in the recirculating loop system represented in Fig. 3(a). The FWHM of the pulses is 6.25 ps, the initial extinction ratio (defined by the ratio between the '1' peak-power and the '0' level) is 20 dB and the initial signal average power launched into the loop is 1 dBm. The loop is made of 100 km of standard single mode fiber (SMF) with an anomalous dispersion of 16 ps/km/nm, a dispersion slope of 0.08 ps/km/nm<sup>2</sup>, a non-linear coefficient of  $1.3 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$  and an attenuation of 0.2 dB/km. Dispersive effects are compensated by 16 km of dispersion compensating fiber (DCF) with a normal dispersion of  $-100 \text{ ps/km/nm}$ , a dispersion slope of  $-0.5 \text{ ps/km/nm}^2$ , a non-linear coefficient of  $5.2 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$  and an attenuation of 0.6 dB/km. This compensating fiber is preceded and followed by erbium doped fiber amplifiers (EDFA) with gains  $G_A = 14$  dB and  $G_B = 15.6$  dB, respectively. Both amplifiers are followed by a fourth order supergaussian OBPF with a spectral width of 400 GHz to partly remove the ASE noise introduced by the amplifiers. Finally, the 40-Gbit/s receiver module is preceded by a supergaussian OBPF with a FWHM of 160 GHz.

Fig. 3(b) represents the evolution of the optical signal quality factor  $Q_{\text{in}}$  as a function of the number of turns completed into the loop. As expected, the Q-factor progressively decreases due to the cumulative impairments occurring during the propagation, namely the accumulation of in-band ASE noise and combined effects of chromatic dispersion and non-linear effects (intrachannel cross-phase modulation and four-wave mixing [3]). Consequently, without any regeneration, only 20 round trips (2000 km) could be covered before falling down to the transmission limit corresponding to  $Q_{\text{in}} = 6$ . Let us note that the present loop is not fully optimized to its best performances and that some pre-chirp/post-chirp could still enhance the transmission distance.

In the following of the paper, we will particularly investigate the evolution in the regenerator of three different levels of Q-factor at the input, i.e.  $Q_{\text{in}} = 24$  (signal of excellent quality corresponding to a 200-km propagation distance),  $Q_{\text{in}} = 6$  (limit transmission signal quality [2]) and  $Q_{\text{in}} = 3.3$  (signal of extremely poor quality after 3500 km of propagation which can only be used in presence of forward error correction (FEC)). Eye-diagrams corresponding to these three levels of degradation are presented in Fig. 3(c) and clearly reveal that the degradation of the input Q-factor has multiple sources: amplitude jitter, timing-jitter as well as an extinction ratio decrease.

To get a more precise quantitative description of the degraded 40-Gbit/s PRBS signal, we now consider in Fig. 4 the average values and root-mean square (rms) deviations of several signal key parameters.

As can be seen in Fig. 4(a) and (b), the amplitude jitter  $\sigma_{\text{Ain}}$  (rms deviation of distribution of the peak power of the pulses) as well as the temporal jitter  $\sigma_{\text{Tin}}$  (rms deviation of distribution of the central pulse position as defined by its highest peak-power) strongly increase during the



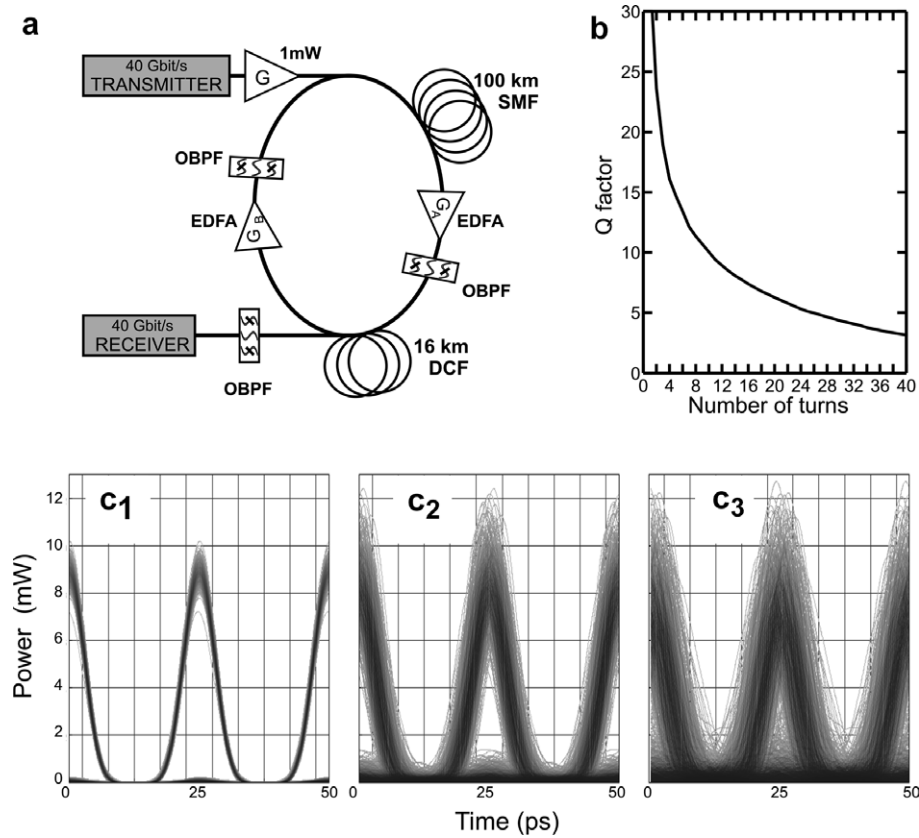


Fig. 3. (a) Scheme of the loop system used to model the degradation of the 40-Gbit/s PRBS signal during the propagation. (b) Evolution of  $Q_{in}$  as a function of the number of round trips. (c) Optical eye-diagrams for three different levels of degradation ( $Q_{in} = 24, 6$  and  $3.3$ , subplots 1, 2 and 3, respectively)

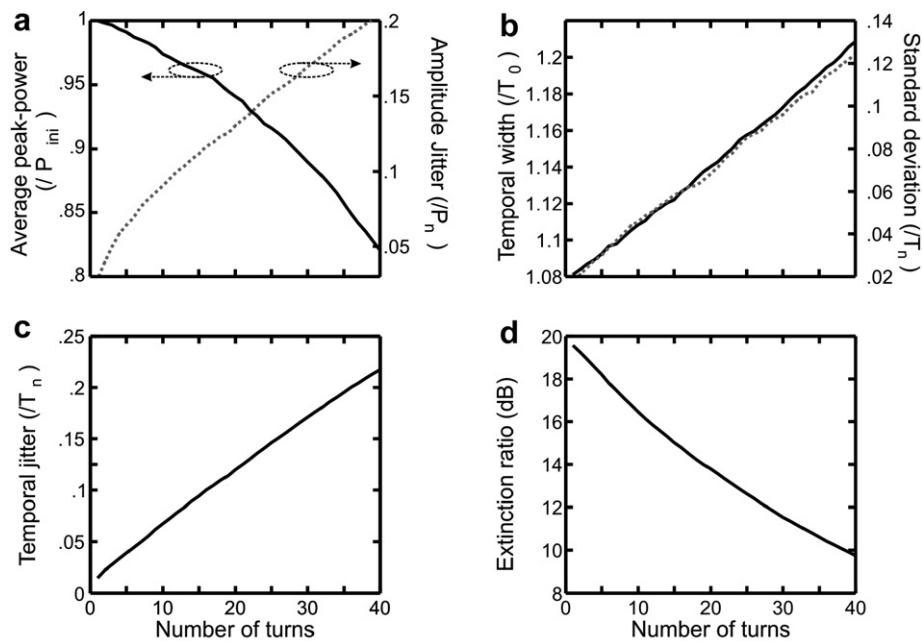


Fig. 4. Statistics of the 40-Gbit/s PRBS signal as a function of propagation distance (or equivalently number of turns  $n$ ). (a) Evolution of the average peak-power (solid black line, left, normalized by the initial peak-power  $P_{in}$ ) and the amplitude jitter (grey dotted line, right, defined as the standard deviation of the peak-power distribution, normalized by the average peak-power) (b) Evolution of the temporal FWHM  $T_n$  (left, solid black line) and its standard deviation (right, normalized by the temporal width  $T_n$ , grey dotted line). (c) Temporal jitter (defined as the standard deviation of the distribution of the central position of the pulse, normalized by the FWHM average temporal width  $T_n$  at turn  $n$ ) (d) Evolution of the extinction ratio.

propagation to reach after 4000 km, 20% of the pulse width and peak power, respectively. The effects of the ASE accumulation and the ghost-pulses generation are also apparent through the significant decrease of the extinction ratio (Fig. 4(d)) which drops from 10 dB after 40 round trips. We can finally note in Fig. 4(b) that during the propagation, the temporal pulse width increases, with a rise as high as 20% of its initial value after 4000 km, leading to a decrease of the average pulse peak-power. We will discuss in more details the implications of those fluctuations in Section 4.3.

### 3.2. Performance of the regenerator and optimum working point

We first test our regenerator on a degraded signal with  $Q_{in} = 6$ . Eye-diagrams after regeneration are plotted in Fig. 5 for two regenerator input values of the average powers  $P_m$  (called the working power (WP)). As can be seen, in both cases, the regenerator improves very efficiently the extinction ratio of the pulse train and also tends to limit the amplitude jitter. The eye is then clearly more opened than in Fig. 3(c2), despite the presence of some additional timing jitter. We can also make out that the WP largely influences the quality of the output pulse, with better results obtained at a WP of 180 mW.

To quantify the impact of the regenerator, we measure the improvement of the signal in terms of Q-factor enhancement [16], i.e. the ratio  $Q_{out}/Q_{in}$  where  $Q_{out}$  is the quality factor at the output of the regenerator. We present in Fig. 6(a) the Q-factor improvement as a function of the WP for three different levels of degradation. Let us notice that studying the Q factor improvement is not sufficient to quantify the performances of a regenerator [22]. However, in the context of our study, where we focus on the physical mechanism of the regeneration process, the Q-factor is a convenient parameter to quantify the quality of the signal after regeneration. First and in disagreement with the TF approach described in Fig. 2, we can observe, for  $Q_{in} = 24$  and  $Q_{in} = 6$ , that the optimal regeneration is not obtained on the plateau (around  $P_{theo}$ ), but for a higher WP. This observation is quite surprising but consistent with the behaviour previously highlighted in Refs. [12,16].

We can also make out that the signal quality improvement strongly depends on its initial degradation. Indeed, for a high  $Q_{in}$  ( $Q_{in} = 24$ ), the optimum regeneration is achieved on a relatively narrow input power range and reaches 3.5 dB for an input average power of 170 mW. On the contrary, for a more degraded signal ( $Q_{in} = 6$ ), the performances of the regenerator fortunately do not exhibit such a strong power dependence.

We have also plotted in Fig. 6(b) the evolution of the optimal average WP as a function of  $Q_{in}$ . We can see that the optimum power has to be tuned above the plateau area between 140 and 190 mW and depends on the level of degradation, with a decrease of the power for low  $Q_{in}$ . We will give some explanations about such a dependence in the next section.

The next plot, Fig. 6(c), shows the Q-factor improvement as a function of the input Q-factor  $Q_{in}$  for several values of WP. For comparison, we have plotted in solid black line the maximum feasible improvement; that is to say for each value of  $Q_{in}$ , the maximum of Q-factor improvement at the optimum WP. But in practice, it could be easier to fix the amplifier to a given WP, no matter what  $Q_{in}$  is. This is the reason why we have also plotted the results corresponding to a WP of 130, 158 and 183 mW in solid grey line, dotted grey line and mixed grey line, respectively. It is then important to notice that in all cases, we have improved the signal quality, but the value of this improvement could be significantly different. For example, the choice of a working power of 130 mW (corresponding to the value of the plateau  $P_{theo}$ ) clearly appears to lead to a non-optimum regeneration whereas a working power of 183 mW is closer to the all-cases optimum regeneration.

To better understand the behaviours related above, we now quantify the action of the 2R Mamyshev regenerator in terms of statistics. In Fig. 7, we study the modification of the statistics induced by the regenerator on the 40-Gbit/s PRBS signal as a function of the input average power for three different levels of degradation ( $Q_{in} = 24$ , 6 and 3.3, solid black line, mixed line and grey dotted line, respectively). For memory, the optimal WP giving the highest Q-factor improvement found in part 3.2, Fig. 6 are indicated by means of a black circle, a grey triangle and a grey square for  $Q_{in} = 24$ , 6 and 3.3, respectively.

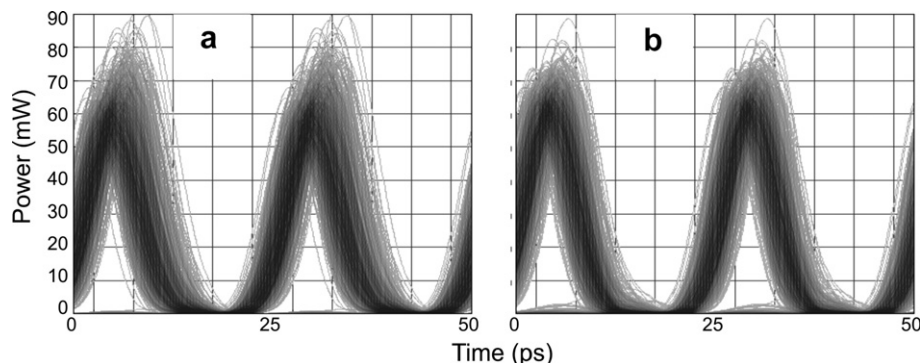


Fig. 5. Optical eye-diagrams after regenerator for  $Q_{in} = 6$  for two different working powers. (a) WP = 130 mW (b) WP = 180 mW.

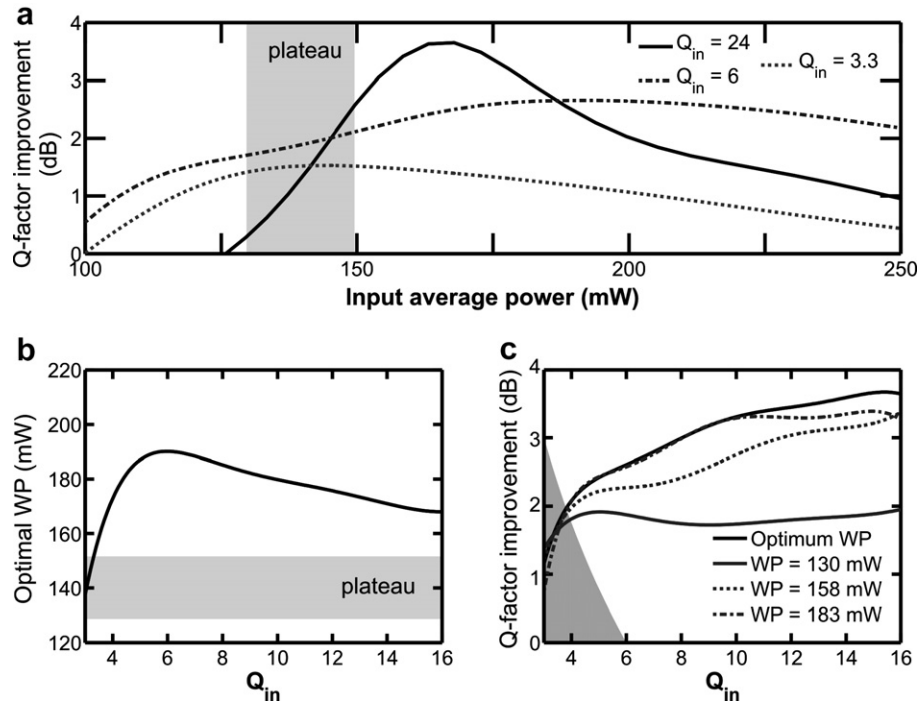


Fig. 6. Regenerator performances. (a) Q-factor improvement as a function of the WP for three different levels of degradation ( $Q_{in} = 24, 6$  and  $3.3$ , solid black line, mixed line and grey dotted line, respectively). (b) Optimal WP versus the  $Q_{in}$ . In Figs (a) and (b), the shaded areas correspond to the plateau zone (see Fig. 2(a)). (c) Q-factor improvement versus  $Q_{in}$  for different WP: optimum WP (solid black line), WP of 130 mW, 158 mW and 183 mW (solid grey line, dotted grey line and mixed grey line, respectively), corresponding to input peak-powers of 1 W, 1.2 W and 1.4 W, respectively. The shaded area denotes the zone where the regenerated Q-factor is below 6.

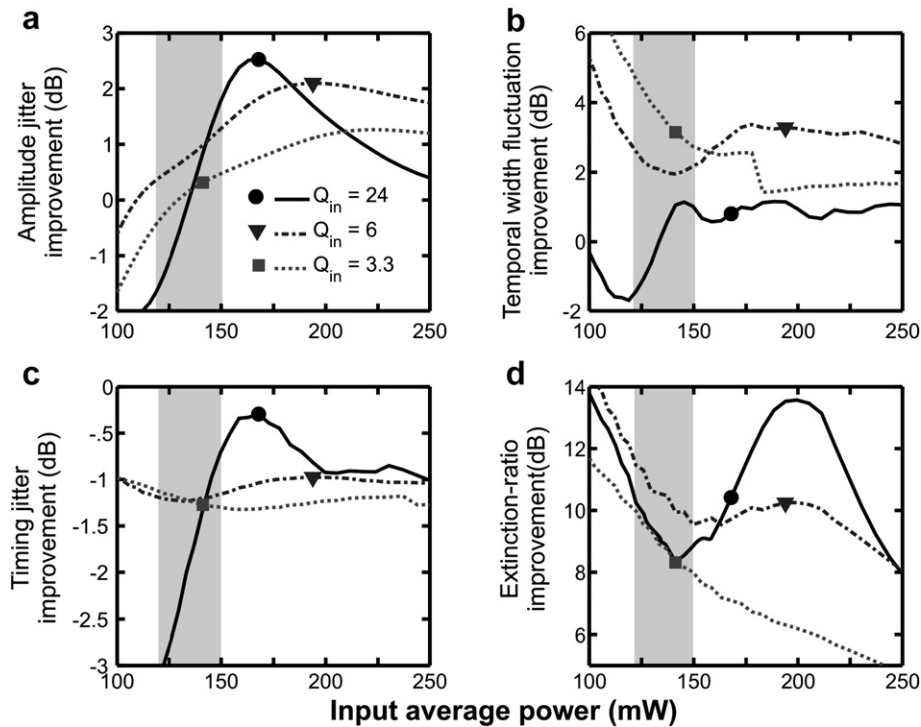


Fig. 7. Statistics regarding the single-stage regenerator impact on a 40-Gbit/s degraded signal for three levels of degradation (input Q-factor of 24, 6 and 3.3, solid black line, mixed line and grey dotted line, respectively) as a function of the regenerator input average power: (a) amplitude jitter improvement; (b) temporal-width fluctuations improvement; (c) timing jitter improvement; and (d) extinction-ratio improvement. The optimal WP found in part III.B, Fig. 6 are indicated by means of a black circle, a grey triangle and a grey square for  $Q_{in} = 24, 6$  and  $3.3$ , respectively. The shaded areas correspond to the plateau zone (see Fig. 2).

Let us first study the benefits provided by our regenerator in terms of amplitude jitter reduction. We define the amplitude jitter improvement as the ratio between the input and output amplitude jitter  $\sigma_{Ain}/\sigma_{Aout}$  (or the difference when expressed in dBs). We can see from Fig. 7(a) that for a WP above 125 mW, the regenerator always leads to an amplitude jitter improvement, with a maximum as high as 2.6 dB of improvement for weakly degraded signals ( $Q_{in} = 24$ ).

We have also calculated the action of the regenerator on the temporal width fluctuations by defining the temporal width fluctuations improvement as the ratio between the input and output rms deviation of the pulse width distribution  $\sigma_{\Delta Tin}/\sigma_{\Delta Tout}$ . We can see in Fig. 7(b) the beneficial impact of the regenerator [13]. The output pulse width fluctuations strongly decreases whatever WP for  $Q_{in} = 6$  and  $Q_{in} = 3.3$  and decreases if  $WP > 130$  mW for  $Q_{in} = 24$ . Note that this regeneration of the temporal pulse width is a specific benefit of the Mamyshev regenerators compared with other usual 2R techniques. This is due to the presence of the output filter whose role is to shape the pulse profile at the output of the regenerator.

If we now have a look at the regenerator impact in terms of timing jitter, we can calculate  $\sigma_{Tin}/\sigma_{Tout}$ . We then observe in Fig. 7(c) that the regenerator introduces an extra temporal jitter [15] which always degrades the input signal by inducing an average of 1 dB penalty whatever the WP is.

Finally, we have plotted the ER enhancement defined as  $ER_{out}/ER_{in}$  in Fig. 7(d). These results show that our regenerator leads to a significant ER improvement for any input average power between 100 and 250 mW.

#### 4. Explanations for the choice of the working power

In the last subsection, thanks to the statistical analysis completed on the 40-Gbit/s PRBS signal, we now better understand the origin of the Q-factor improvement provided by the Mamyshev regenerator as a function of the input average power. However and in agreement with reference [16], we observed the non intuitive phenomenon that the effective optimal WP does not necessary correspond to the range of powers at which the TF exhibits a plateau area around  $P_{theo}$ . It is the reason why, in the present section, we will try to link the 40-Gbit/s PRBS Q-factor improvement approach and its statistical analysis with the TF approach computed by the propagation of a single Gaussian pulse. We will then propose and discuss explanations about the difference between the usual theoretical WP  $P_{theo}$  and the effective optimal WP where the Q-factor improvement is maximal as well as an explanation to the dependence of Q factor improvement over  $Q_{in}$ .

##### 4.1. Induced timing jitter and output temporal width fluctuations

In Ref. [14], the aim of the paper was mainly focus on both the peak-power equalization and the extinction

ratio-improvement by means of the single-pulse TF optimization. Following a similar approach, we can calculate the temporal changes affecting the output Gaussian pulse properties as a function the input power. Let us note that this study is different from the results dealing with the nominal soliton number parameter presented in [14] (cf. Fig. 5 of this reference) where the regenerator properties (fiber length and filter offset) were constantly adjusted to operate on the plateau area.

Results plotted in Fig. 8(a) show that, in the case of a single-pulse propagation, the fluctuations of the output temporal width are maximum in the range of power corresponding to the plateau area, which has been recently confirmed by experimental FROG measurements [9]. Let us however relativize the impact of those fluctuations: as can be seen in Fig. 7(b), the 40-Gbit/s statistical study outlines a clear improvement of the regenerated pulse train in terms of temporal width fluctuation. In other words, the fluctuations induced by the regenerator are largely compensated for by the intrinsic enhancement provided by the Mamyshev method [13] and are consequently not sufficient to explain the WP offset.

We also got interested in the delay potentially introduced by the regenerator (Fig. 8(b)). Note that the sign of the delay depends on the spectral offset sign. Changing the sign of the spectral offset in  $-\Delta\lambda$  will lead to an opposite time delay. Once again, we notice that the temporal delay exhibits maximum variations in the plateau zone. But here, the most interesting point does not lie in the absolute value of the delay in itself, but rather in its fluctuations, which directly induce timing jitter. Fig. 8(c) shows the amplitude-derivative of the time-delay as a function of input power. We can clearly observe that this function is remarkably maximum at the plateau zone and that the time delay fluctuations and thus the extra induced timing jitter could be minimized by at least a factor of 4 for a higher WP (e.g. 180 mW) which could partially explain the behaviour observed in Fig. 7 for  $Q_{in} = 24$  and  $Q_{in} = 6$  where, as the input signal is of a pretty good quality, the optimum WP corresponds to the minimum of timing jitter degradation provided by the regenerator itself.

##### 4.2. Pulse-to-pulse overlapping induced amplitude jitter

Besides this first aspect, another key point we got interested in is the effect provided by the pulse-to-pulse overlapping occurring inside the regenerator due to the chromatic-dispersion induced pulse broadening [23]. To this aim, we study, in a similar manner as in references [14,17], the amplitude jitter induced by the cross-phase modulation occurring during the adjacent pulse-to-pulse overlapping (what is called “collision” in Ref. [14]) in a sequence of 2 or 3 pulses propagating in the regenerator. We have also considered a PRBS of 1024 pulses which includes all the possible combinations up to tens consecutive pulses. Using longer sequences has not lead to noticeable changes. To be solely sensitive to the impact of this overlapping, we have

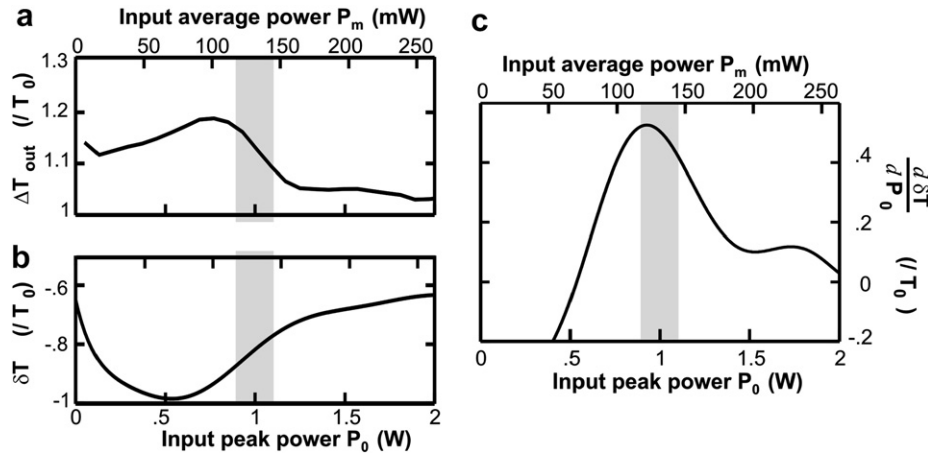


Fig. 8. (a) Evolution of the temporal width  $\Delta T_{out}$  of the output pulse as a function of the input peak-power; (b) time delay  $\delta T$  introduced by the single-stage regenerator; (c) Derivative of the time delay. Results are normalized by the input pulse width  $T_0$ . The grey area represents the plateau zone. The sampling time is 24 fs ( $0.004T_0$ ).

considered an initial signal with an infinite ER and we have neglected the ASE introduced by the EDFA. For each input peak-power, we have computed the difference  $\Delta A$  (see Fig. 9(a)) between the two peak-power extrema obtained in the output pulse sequence. The quantity  $\Delta A$  qualifies the amplitude jitter induced by the intra-channel interactions. Results are normalized by the average output pulse peak-power and are plotted in Fig. 9(b).

As in the previous timing-jitter study, the degradation due to overlapping is more pronounced on the plateau zone than at higher working power: the minimum of induced amplitude jitter is observed around 1.3 W, corresponding to a 40-Gbit/s PRBS average power of 170 mW. These conclusions then clearly explain the WP offset observed in Fig. 7 for the  $Q_{in} = 24$  initial pulse train where the optimal input average power mostly corresponds to the minimum of amplitude jitter degradation introduced by the regenerator itself which, with the intrinsic enhancement provided by the Mamyshev method, participates to reach a maximum amplitude jitter improvement. In other words, for input signals of good quality, the main factor affecting the 2R performance is the pulse-to-pulse overlapping

induced amplitude jitter. For a poor quality signal ( $Q_{in} = 3.3$ ), the interpretation is still more complex.

Let us finally note that it could be possible to significantly reduce the impact of pulse-to-pulse overlapping by an appropriate choice of the regenerator parameters ( $L$ ,  $\Delta f$ ), as well as the initial OBPf 1 (as it determines the duty-cycle of the signal). More precisely, using a lower nominal soliton number parameter (as defined in Ref. [14]) would allow us to partly eliminate this deleterious pulse overlapping [14]. However such a change in the regenerator features is usually at the cost of the ER. So, a trade-off between the ER improvement and the collision-induced amplitude jitter reduction has to be found. Such a study is however beyond the scope of the present paper.

#### 4.3. Impact of temporal width change

In summary, from the conclusions outlined in the last subsections 1 and 2, it could be efficient to use a WP higher than the plateau power in order to minimise the timing jitter intrinsically induced by the regenerator, as

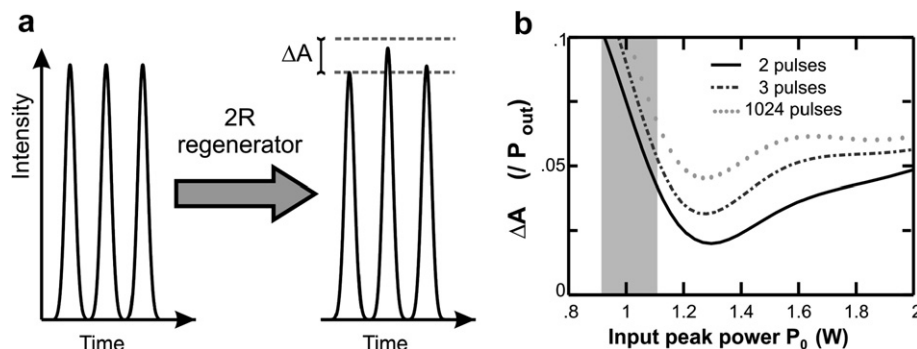


Fig. 9. Effects of pulse-to-pulse overlapping in the optical regenerator. (a) Principle and notations; (b) peak-power fluctuations at the output of the regenerator (normalized by the average output peak-power) for a sequence of 2 (black solid line), 3 (mixed line) and 1024 PRBS pulses (dotted grey line). The grey area represents the plateau zone.



well as the amplitude jitter induced by the pulse-to-pulse overlapping.

In this subsection, we highlight the strong impact of the initial temporal pulse fluctuations, leading to an additional source of amplitude jitter. Statistics of the input signal presented in Fig. 4 have revealed that the temporal width undergoes some non-negligible fluctuations (both in terms of average value and standard deviation). This can have a large impact on the regenerator behaviour. Indeed, it has been previously demonstrated [11,14,19] that, contrary to NOLMs or other 2R regenerating devices, temporal width of the incoming pulses is a crucial parameter in the sense that the transfer function strongly depends on this parameter. In this context, considering a single TF relying on well defined 6.25 ps Gaussian pulses can be viewed as an inaccurate approximation.

To better apprehend the impact of this temporal width distribution, we have plotted in Fig. 10(a) the distribution of the temporal width of the 40-Gbit/s PRBS signal for three levels of degradation ( $Q_{in} = 24$ , 6 and 3.3, (a1), (a2) and (a3), respectively).

We have plotted in Fig. 10(b) the transfer functions obtained by taking into account the whole distribution of temporal pulse width. To do that, we have taken an input series of 256 Gaussian pulses with a temporal width distribution similar to that exposed in Fig. 10(a) (same average, same deviation). Note that the input pulses have been separated by an empty time slot to remove pulse-to-pulse overlapping induced effects. All the initial pulses have the same initial energy. In other words, the fluctuations of temporal

width are directly associated with fluctuations of the input peak power. The output peak power (black solid line) represents the output pulse train average peak-power. It can be seen that in all cases, a TF exhibiting a plateau is achieved. However, the change in the average temporal width leads to a slight shift in the value of the plateau which increases from an input average power of 140 mW for  $Q_{in} = 24$  up to a 160 mW for  $Q_{in} = 3.3$ . But, the most striking point is undoubtedly the significant fluctuations in the TF. We have plotted as shaded area the whole values of the output peak-powers. For high  $Q_{in}$ , as the deviation of the temporal width is not high, the fluctuations are not severe. But for more degraded signals, the temporal width fluctuations may lead to a non-negligible additional source of amplitude jitter in the regenerated signal. It is then remarkable that the output amplitude fluctuations are reduced when increasing the input average power, in agreement with the trends observed in Fig. 7(a). This phenomenon underlines again the key role played by the amplitude jitter improvement in the choice of the optimal input power and thus the trend to operate with a WP higher than the plateau area.

Let us however note that the choice of taking all the initial pulses with the same energy represents an approximation, since in reality temporal fluctuations are also not strictly correlated with peak-power fluctuations. More realistic simulations could be carried out by use of more sophisticated methods such as multicanonical Monte Carlo approach [18], but such an analysis is beyond the scope of the present paper.

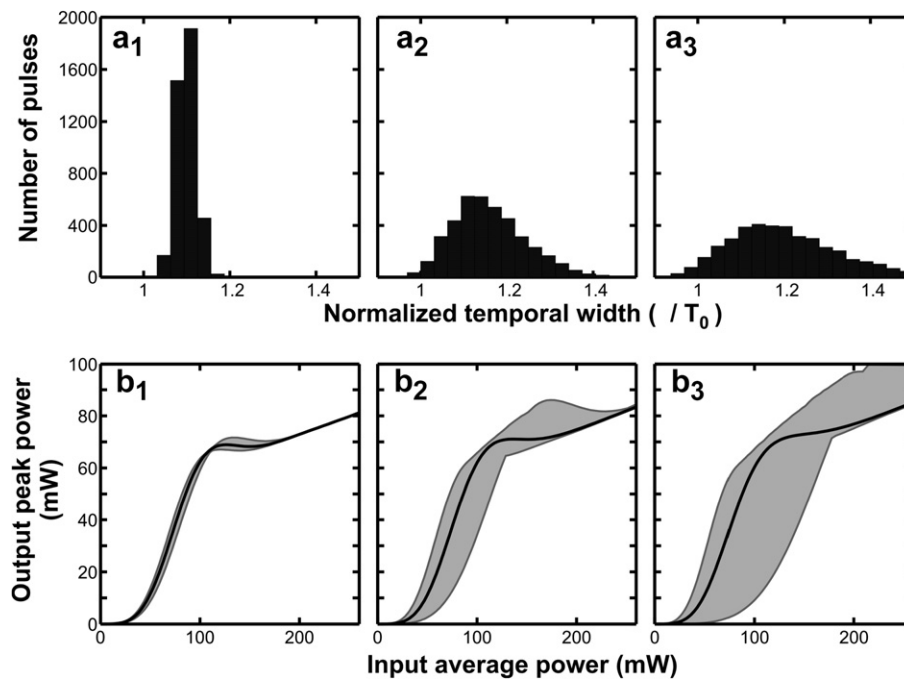


Fig. 10. Impact of the statistical evolution of the temporal width for three different values of  $Q_{in}$  of 24, 6 and 3.3 (subplots 1, 2 and 3, respectively). (a) Statistical distribution of the temporal pulse width of the 40-Gbit/s signal; (b) statistical TF for input pulses with a temporal width distribution corresponding to (a). Black line corresponds to the average peak power of the pulse train and the shaded area corresponds to the whole output peak powers possibilities.

#### 4.4. Impact of Extinction Ratio improvement

The three previous subsections have provided us several trends which help us to better understand the choice of the optimal WP for high or intermediate qualities of initial signals ( $Q_{\text{in}} = 24$  or  $Q_{\text{in}} = 6$ ). We have indeed shown that amplitude- and timing-jitter reductions are the key issues that govern the choice of the WP.

On the contrary, for a highly degraded signal ( $Q_{\text{in}} = 3.3$ ), the choice of the WP becomes a trade-off between the ER improvement and the amplitude jitter reduction. Indeed, in Fig. 7(d), as the evolution of the ER improvement is quite flat for  $Q_{\text{in}} = 6$  between 125 and 225 mW, the performances of the regenerator is weakly influenced by the ER improvement but rather governed by the amplitude- and timing- jitters reductions. On the opposite, variations as high as 4 dB can be observed for  $Q_{\text{in}} = 3.3$  in the same range of power. The  $Q_{\text{in}} = 3.3$  ER enhancement being a decreasing function with respect to WP, a large improvement of the ER will consequently lead to a lower WP with a minimum of 130 mW corresponding to the limit of a non degradation of the initial amplitude jitter ( $\sigma_{\text{Ain}}/\sigma_{\text{Aout}} = 0$  dB). This behaviour which explains the decrease of the optimal WP observed for  $Q_{\text{ini}} < 6$  in Fig. 6(b).

### 5. Performance of the double-stage regenerator

Let us first recall that to restore the initial signal wavelength, a second wavelength-converter stage is required. We now study the performance of such a double-stage regenerator.

#### 5.1. Principle and set-up

The set-up based on a two-stage Mamyshev regenerator is presented in Fig. 11. Two single-stage regenerators are then concatenated. In order to have a device compatible with a bidirectional use [7,8], we have used the same HNLF properties in the two stages of regeneration.

Let us outline that the OBPF 1 and 3 can be identical, in which case a configuration B + B is obtained. But they can also be different, leading to various arrangements such as C + B or A + B, or any other type of association. This opens many possibilities, but a complete study of those combina-

tions is out of the scope of the present paper. We will then only focus on the B + B arrangement.

The TF obtained by this concatenation is plotted in Fig. 12 for several values of the intermediate amplifier gain  $G_2$  (noise figure of the amplifier  $N_f = 4$  dB). We have plotted the results for three different gains of 11.3 dB, 12.8 dB and 14.3 dB (dotted line, solid black line and mixed line, respectively). We can see that the 12.8 dB gain leads to a good power equalization (Fig. 12(a)) and limits the impact of the extra-temporal jitter (Fig. 12(c)). Indeed, temporal jitter introduced by the first regenerator is partly compensated by the second one. Let us however outline that the time delay introduced by each regenerator do not add and that the concatenation of two regenerator leads to a more complex dynamics [19]. Regarding the output pulse temporal width fluctuations (Fig. 12(b)), they are quite limited.

We can also see from Fig. 12(a) that the TF is now steeper with a larger plateau and an enhanced ER compared to a single stage B (black circles).

#### 5.2. Q-factor improvement

We have plotted in Fig. 13 the performances of the double-stage regenerator in terms of Q-factor improvements. Compared to the results described in Section 3.2 Fig. 6, several differences can be outlined. First, we can see in Fig. 13(a) that the regeneration input power range is broader than for a single-stage regenerator.

We can also observe that the dependence (Fig. 13(b)) of the optimal WP versus the initial degradation is less pronounced than in the single-stage configuration, which is beneficial for system implementation.

We can also make out from the comparison of Figs. 6(c) and 13(c) that for a low degraded signal, a double-stage device is slightly less efficient than a single-stage configuration. But for lower  $Q_{\text{ini}}$  ( $Q_{\text{ini}} < 10$ ), the double stage leads to regeneration enhancements. For example, the regeneration ( $Q_{\text{out}} > 6$ ) of a degraded signal with a quality factor as low as 3.3 becomes possible. Let us however here recall that the Q-factor data must be handled with special care in the case of optical regenerators [22] and that a link with bit error rates is not straightforward in that context.

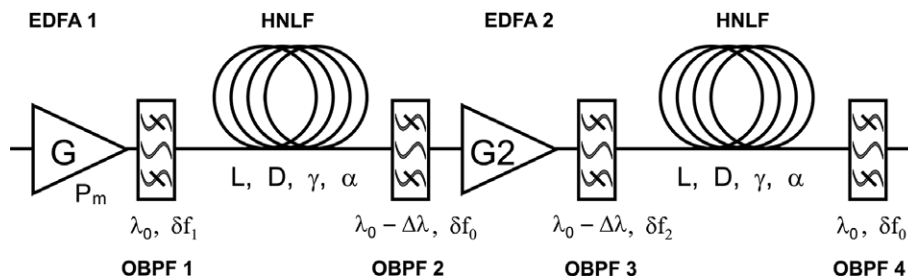


Fig. 11. Set-up of the Mamyshev double-stage regenerator.

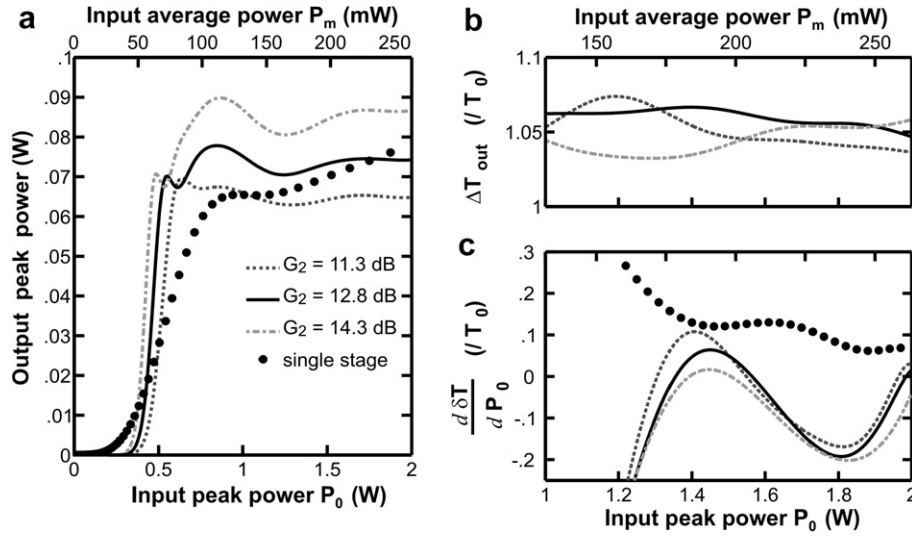


Fig. 12. Characteristic of a double-stage regenerator. Evolution of the output pulse properties according to the input power for three different gains  $G_2 = 11.3$ ,  $12.8$  and  $14.3$  dB (dotted line, solid black line and mixed grey line, respectively). Results are compared with results of the single-stage regenerator (black circles): (a) evolution of the output peak-power; (b) evolution of the temporal width  $\Delta T_{\text{out}}$  of the output pulses; (c) derivative of the time delay versus the input peak-power. Results (b) and (c) are normalized by the input pulse width  $T_0$ .

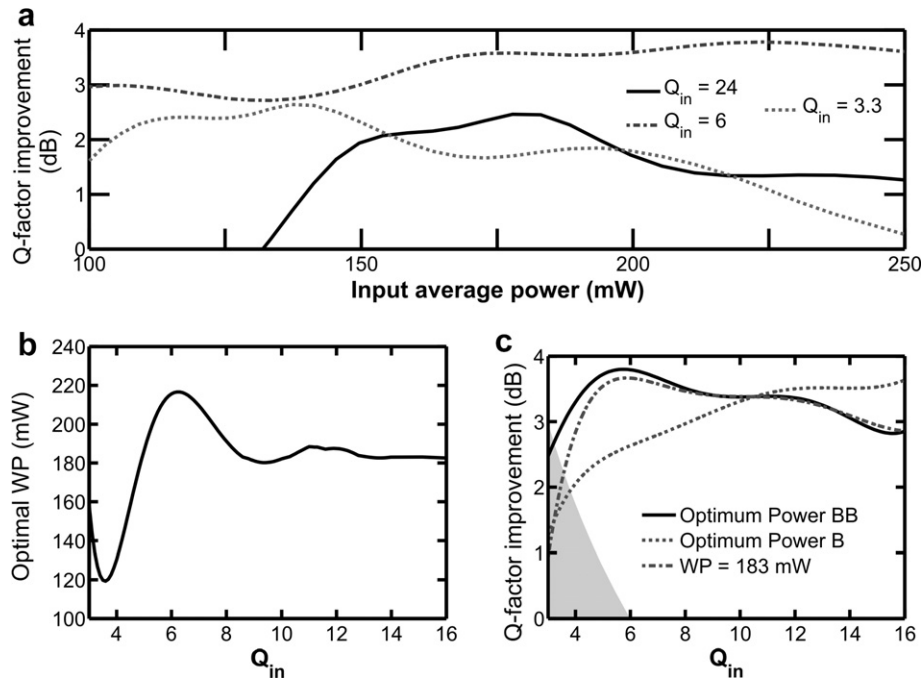


Fig. 13. Double-stage regenerator performances. (a) Q-factor improvement according to the WP for three different levels of degradation (same convention as Fig. 4(a)). (b) Optimal WP versus the input Q-factor. (c) Q-factor improvement relative to the input Q-factor for different WP: optimum working power (solid black line), working power of  $183$  mW (mixed grey line). Results of the two-stage regenerator are compared with the results of a single-stage configuration (dotted grey line).

### 5.3. Statistical impact of the double-stage regenerator

We carry out in this sub-section similar study as the one presented in part 3.2. Results are plotted in Fig. 14 and the general trends are similar to the results obtained for a single-stage configuration.

As compared with the quantitative results obtained for a single stage, we can note the followings points. First, the

amplitude jitter reduction capacity is improved, which is consistent with the enhanced plateau observed Fig. 12(a). Then, improvement of the temporal width fluctuations is also observed, in agreement with Fig. 12(b). The extinction ratio improvement is also significantly enhanced, in agreement with the stepper TF observed in Fig. 12(a). Regarding the timing jitter introduced during the regeneration, the double-stage scheme does not seem to significantly further



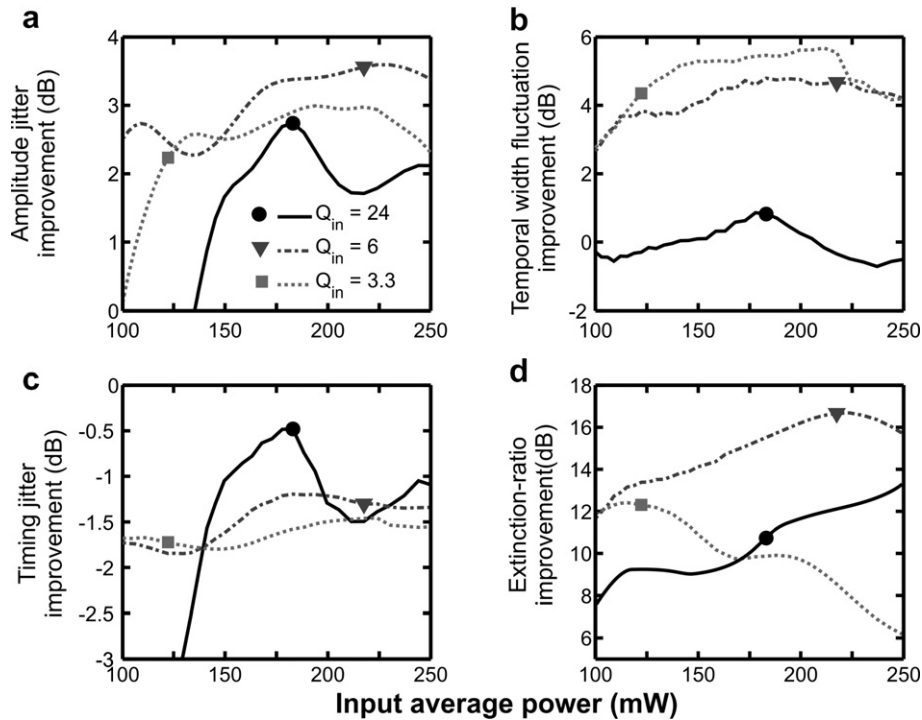


Fig. 14. Statistics regarding the double-stage regenerator impact on a degraded signal for three levels of degradation (input Q-factor of 24, 6 and 3.3, solid black line, mixed line and grey dotted line, respectively). Same conventions as Fig. 7. Optimal working points are the WP found Fig. 13.

degrade this data. We could have expected from Fig. 12(c) a reduction of the timing jitter, but one has also to take into account the other sources of timing jitter such as intra channel pulse-to-pulse overlapping. As a consequence, for a low degraded initial signal, the extra timing jitter is slightly higher in the double-stage configuration than in the single stage, which can partly explain the performance degradation of the double-stage regenerator for  $Q_{in}$  above 10.

## 6. Conclusion

We have numerically studied the performances of a 2R Mamyshev optical regenerator used in a 40-Gbit/s RZ-25 system. Based on this given configuration, we have outlined several key elements of Mamyshev regenerators which have to be taken into account into the set-up design: the induced timing jitter, the temporal width fluctuations and the pulse-to-pulse overlapping. Impact of the fluctuations of the temporal width of the initial pulses has also been outlined. Those generic elements enable us to physically explain the differences which can be observed between the general predictions of Provost et al. in Ref. [14] and the working power which is required to achieve optimum eye opening for our given configuration.

We have also used a statistical approach to describe quantitatively the role of the regenerator and to explain the dependence of the performance on the degradation of input signal.

We have finally proposed and analysed a two-stage configuration where the deleterious impact of the timing jitter can be partly minimized. Improvement of amplitude jitter and extinction-ratio is demonstrated and the distance of propagation can be improved by using such a double-stage in front of the receiver. A further step will be the investigation of the regenerator capacity in a loop configuration but let us note that the requirements of such a regenerator will be quite different: due to the periodic use, improvements of the ER and amplitude jitter will not be so severe as amplitude jitter and noise will not develop so heavily. On the contrary, in a loop configuration, issues such as timing-jitter reduction and collisions induced-effects [14] will become even more crucial. Given those given specific requirements, we anticipate that further optimization process adapted to in-line regeneration will be necessary.

## Acknowledgements

This research was supported by the Agence Nationale de la Recherche (FUTUR project). We acknowledge fruitful discussions with B. Patin (Institut Carnot Bourgogne, France). We are very grateful to I. Joindot and M. Joindot (FOTON, France) for their comments on the manuscript.

## References

- [1] D. Rouvillain, P. Brindel, F. Segueineau, L. Pierre, O. Leclerc, H. Choumane, G. Aubin, J.L. Oudar, *Electron. Lett.* 38 (2002) 1113.

- [2] G.P. Agrawal, Fiber-optic Communication Systems, Wiley–Interscience, 2002.
- [3] R.J. Essiambre, B. Mikkelsen, G. Raybon, Electron. Lett. 35 (1999) 1576.
- [4] N.J. Doran, D. Wood, Opt. Lett. 13 (1988) 56.
- [5] E. Ciaramella, F. Curti, S. Trillo, IEEE Photon. Technol. Lett. 13 (2001) 142.
- [6] P.V. Mamyshev, in: European Conference on Optical Communication, ECOC'98, Institute of Electrical and Electronics Engineering, Madrid, Spain, 1998, p. 475.
- [7] M. Matsumoto, Opt. Express 14 (2006) 11018.
- [8] L. Provost, F. Parmigiani, C. Finot, P. Petropoulos, D.J. Richardson, in: CLEO Europe, Munich, 2007.
- [9] L. Provost, C. Finot, K. Mukasa, P. Petropoulos, D.J. Richardson, in: Optical Fiber Conference, OFC 2007, Anaheim, USA, 2007, p. OThB6.
- [10] C. Finot, S. Pitois, G. Millot, Opt. Lett. 30 (2005) 1776.
- [11] M. Rochette, L.B. Fu, V.G. Ta'eed, D.J. Moss, B.J. Eggleton, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 12 (2006) 736.
- [12] T.-H. Her, G. Raybon, C. Headley, IEEE Photon. Technol. Lett. 16 (2004) 200.
- [13] B.E. Olsson, D.J. Blumenthal, J. Lightwave Technol. 20 (2002) 1113.
- [14] L. Provost, C. Finot, K. Mukasa, P. Petropoulos, D.J. Richardson, Opt. Express 15 (2007) 5100.
- [15] J.-T. Mok, J.L. Blows, B.J. Eggleton, Opt. Express 12 (2004) 4411.
- [16] T.N. Nguyen, M. Gay, L. Bramerie, T. Chartier, J.C. Simon, Opt. Express 14 (2006) 1737.
- [17] T.I. Lakoba, M. Vasilyev, Opt. Express 15 (2007) 10061.
- [18] T.I. Lakoba, J. Sel. Top. Quantum Electron., in press (2008).
- [19] S. Pitois, C. Finot, L. Provost, Opt. Lett. 32 (2007) 3262.
- [20] M. Matsumoto, IEEE Photon. Technol. Lett. 19 (2007) 273.
- [21] L.K. Wickham, R.J. Essiambre, A.H. Gnauck, P.J. Winzer, A.R. Chraplyvy, IEEE Photon. Technol. Lett. 16 (2004) 1041.
- [22] M. Gay, L. Bramerie, J.C. Simon, V. Roncin, G. Girault, M. Joindot, B. Clouet, S. Lobo, S. Feve, T. Chartier, in: European Conference on Optical Communication, ECOC Cannes, 2006.
- [23] J.E. Rothenberg, Opt. Lett. 15 (1990) 443.



# Single mode Holey Fiber in GeGaSbS chalcogenide glass

**Brilland Laurent, Nicholas Traynor, Achille Monteville**

*PERFOS (Plateforme d'études et de Recherche sur les Fibres Optiques Spéciales) ; 11 rue Louis de Broglie 22300 Lannion, France,  
[lbrilland@perfos.com](mailto:lbrilland@perfos.com)*

**Frederic Smektala, Johan Troles**

*Laboratoire Verres et Céramiques ; UMR CNRS 6512 Campus Beaulieu, Avenue du Général Leclerc 35042 Rennes Cedex France  
[frederic.smektala@univ-rennes1.fr](mailto:frederic.smektala@univ-rennes1.fr)*

**Thierry Chartier, Thanh Nam Nguyen**

*Laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT ; UMR CNRS FOTON 6082, 6 rue de Kérampont ; BP 80518 22305 Lannion Cedex France*

**Abstract:** *We present recent results on the fabrication of a single mode Holey Fiber in GeGaSbS chalcogenide glass using the "Stack&Draw" technique. We measure a Mode Field Diameter of 8,3  $\mu\text{m}$  and we estimate at 200  $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  the  $\gamma$  value.*

## 1. Introduction

Considerable interest lies in the development of nonlinear optical fibers for applications such as all optical regeneration, optical demultiplexing, raman amplification, wavelength conversion and broad band spectrum generation. The parameter  $\gamma = 2\pi n_2 / \lambda A_{\text{eff}}$  is a measure of the fiber nonlinearity where  $\lambda$  is the wavelength,  $n_2$  the nonlinear refractive index and  $A_{\text{eff}}$  the effective mode area. For standard single mode silica fiber (SMF),  $n_2 \approx 2.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  and  $\gamma \approx 1 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  at 1550 nm. It is possible to significantly increase the nonlinear parameter by using materials with greater intrinsic nonlinearity and/or by reducing the effective mode area.

In chalcogenide glasses,  $n_2$  has been measured to be between 100 to 1000 times larger than for silica glass. These glasses present a large wavelength transparency window (from about 1  $\mu\text{m}$  to about 10  $\mu\text{m}$ ) and a high refractive index (greater than 2). There are numerous chalcogenide compounds such as  $\text{As}_2\text{S}_3$ ,  $\text{As}_2\text{Se}_3$ , GLS,  $\text{GeSe}_4$ ,  $\text{GaGeSbS}$  which are attractive for nonlinear devices [1],[2] and which offer varying degrees of difficulty in the fabrication of single mode fiber (difficulties normally due to viscosity differences of core/clad glasses and crystallisation effects).

Nonlinear effects can be also enhanced by using holey fibers (HF). They are a new class of optical fibers first demonstrated at the end of the 90's [3] which consist of a periodic lattice of holes arranged around a solid core that run along the fiber length. Usually fabricated using silica glass, the holes are arranged on a hexagonal lattice, diminishing the effective refractive index in the cladding region giving rise to index guiding in the core. The remarkable optical properties exhibited by these structures are now well known: very small or very large mode areas; widely tuneable dispersion, with positive dispersion at short wavelengths; endlessly single mode operation. In silica glass, the most common fabrication method is the "Stack&Draw" technique. Glass capillaries are stacked in a hexagonal lattice of several rings, and surrounded by a glass jacket to form the fiber pre-form. This process enables the realisation of complex structures (incorporation of many rings, capillaries of varying size), is reproducible, and allows preservation of geometry from the pre-form through to the fiber. In the case of chalcogenide glass, there are few reports dealing with holey fibers and to our knowledge only the GLS glasses system has been treated, with very simple structures. [4],[5].

In this paper, we present recent results on the fabrication of a holey fiber with  $\text{GaGeSbS}$  chalcogenide glass using the "Stack&Draw" procedure. This represents, to the best of our knowledge, the first demonstration of a chalcogenide based holey fiber with the complex structure required (several rings of holes) to allow flexible dispersion tailoring.

## 2. Glass fabrication

The nominal composition is  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ . High purity raw materials (5N) are used for glass fabrication. The elements are placed in sealed silica tube under vacuum (10<sup>-5</sup> mb), and the batch is heated at 800°C for 12h. The glass transition temperature,  $T_g$ , is 305°C, the index of refraction is 2.25 at 1550nm and the nonlinear coefficient,  $n_2$ , is measured to be 120 times greater than that of silica. This particular glass is transparent from 0.6  $\mu\text{m}$  to 10  $\mu\text{m}$  (low loss fiber fabrication possible from 1 to 6  $\mu\text{m}$ ). This glass presents several advantages which make it an ideal

candidate for the “stack and draw” technique: shallow variation of viscosity with temperature allowing stable fiber draw over a range of several tens of °C; absence of crystallisation effects around  $T_g$ .

To make the core rod, the glass is quenched in water and then annealed near the glass transition temperature for 30 min and cooled down to room temperature. For tube fabrication, a glass melt at 700°C is spun at 3000 rpm at ambient temperature during several minutes. During cooling, the viscosity increases and after a few minutes the vitrified tube is formed. The tube size used here is typically 12 cm\*12mm\*5mm (length\*outer diameter\*inner diameter).

### 3. Holey Fiber fabrication

A chalcogenide tube, placed in a suitable furnace in a drawing tower was drawn down to form capillaries with an outer diameter of 665  $\mu\text{m}$ . These tubes were stacked in a three ring hexagonal lattice, with a rod of identical diameter in the central region, and placed in a larger jacket tube to create the pre-form. The jacket tube is collapsed around the micro-structure via an initial rapid descent through the furnace of the drawing tower, with very little deformation of the capillary tubes.

The fiber was then drawn at a rate of 5 m/min at a temperature of 540 °C. A variable pressure system enabled precise control of hole size during the draw.

### 4. Results

Figure 1 shows the cross section of the chalcogenide holey fiber. The outer diameter is 147  $\mu\text{m}$ , the distance between holes is  $\Lambda=8 \mu\text{m}$  and their diameter is about  $d=3.2 \mu\text{m}$ . In the upper right region the holes are larger than in the other regions. This is almost certainly due to the pre-form being off centre in the furnace, creating non uniform viscosity. The higher temperature region experiences lower viscosity and presents less resistance to the pressure inside the capillaries/holes.

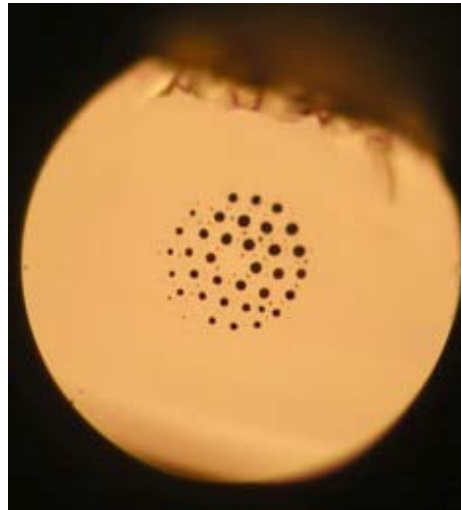


Figure 1: Transversal section of chalcogenide Holey Fiber

The output profile of guided modes at 1550 nm was investigated using a near field measurement. An indium metal coating was applied to inhibit cladding modes guidance. Light from a broadband source at 1550 nm was injected into the chalcogenide HF via a standard single mode fiber and the output from the fiber end was imaged onto an infrared camera. Figure 2 indicates single mode guiding with a Gaussian shape. The value of the ratio  $d/\Lambda$  is estimated at 0,4. In reference [6], such a ratio indicates endlessly single mode operation for a HF with an index of refraction of 2.5.

The mode field diameter (MFD) at  $1/e^2$  of maximum intensity was measured to be 8,3  $\mu\text{m}$ , comparable to the MFD of conventional single mode fiber. The nonlinear parameter can be then estimated at  $\gamma \approx 200 W^{-1} km^{-1}$ .

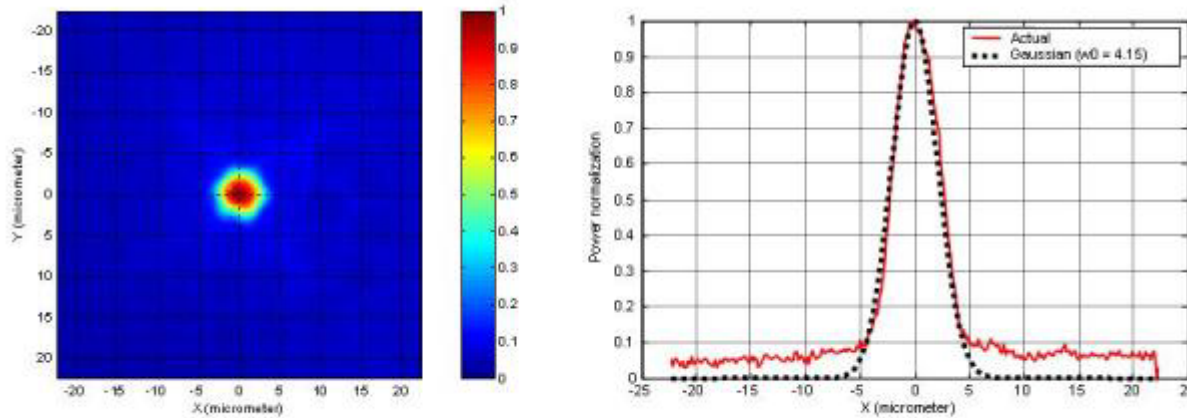


Figure 2: Experimental Mode Field Diameter measurement

Attenuation was measured, using a standard cut-back technique, to be 15 dB/m at 1550nm. This high value is probably due to a problem of pollution during the capillary drawing process. It is well known that loss in holey fibres is strongly dependent on surface quality and we have seen surface crystallisation on the outer and inner walls of capillaries supporting this hypothesis. The intrinsic optical loss at 1550 nm for this glass is 1.5 dB/m, allowing us to believe that a major improvement in fiber loss is possible.

## 5. Discussion and conclusion

We have demonstrated the possibility of fabrication of GaGeSbS chalcogenide Holey fiber using the “Stack&Draw” technique, with the realisation a single mode fiber with a MFD of 8.3  $\mu\text{m}$ . We believe that the combination of this technique and chalcogenide glass holds great potential for the realisation of both small and large effective area fibers, with applications not only around 1550 nm but also in the mid infrared window. In silica single mode Holey Fiber, by stacking capillaries an  $A_{\text{eff}}$  of 1.3  $\mu\text{m}^2$  has been achieved [7]. For the chalcogenide Holey Fiber, strong glass/air index contrast will allow the realisation of extremely small effective areas making non linear coefficients in excess of 3000  $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  a realistic target. With further improvement of glass purifying methods and elimination of contamination during fabrication we believe that losses lower than 1dB/m can be achieved.

## 6. References

- [1] J. Troles, F. Smekatala, G.Boudebs, A.Monteil, B.Bureau, J.Lucas, “Chalcogenide glasses as solid state optical limiters at 1.064 $\mu\text{m}$ ”, Optical materials 25 (2204) 231-237
- [2] J. Sanghera, R.E. Slusher *et al*, “Large Raman gain and nonlinear phase shifts in high purity  $\text{As}_2\text{Se}_3$  chalcogenide fibers”, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 21, No. 6, 2004, pp. 1146-1155
- [3] T.A. Birks, P.J. Roberts, P.St.J.Russel, D.M.Atkin, T.J.Sheperd, Electron. Lett. 31 (1995) 1941.
- [4] T.M. Monro *et al*, “Chalcogenide Holey Fibres”, Elect. Let., Vol.36, No24, 2000, pp. 1998-2000.
- [5] D. W.Hewak *et al*, “The fabrication and modelling of non silica microstructured optical fibres” Optical Fiber Conference 2001.
- [6] F. Bordas, L. Provino, G. Renversez, “Fibres optiques microstructures de haut indice: pertes et dispersion chromatique du fundamental et cutoff du second mode, comparaison avec la silice” Journees Nationales d’Optique Guidée,2004
- [7] T.Monro *et al*, «Highly nonlinear holey fibers: design, manufacture and device applications», ECOC 2002

## 7. Acknowledgement

We thank Georges Boudebs and Sudir Cherukulappurath from POMA Laboratory, Angers University France, for  $n_2$  measurement



# Improvement of the Local Error Split-Step Fourier Method to Solve the Nonlinear Schrödinger Equation

T. N. Nguyen, T. Chartier

UMR CNRS 6082 FOTON, ENSSAT, 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion, France  
nguyen@enssat.fr

## Abstract

We review some of the split-step Fourier methods to solve the nonlinear Schrödinger equation. An improvement of the local error method in the procedure of computation is proposed. The numerical simulations show that our method is more efficient than the original method. Our method is successfully applied to fit the experimental results of higher-order soliton compression in a highly nonlinear holey fiber.

## 1 Introduction

Pulse propagation in an optical fiber is governed by the nonlinear Schrödinger equation [1] (NLSE). The split-step Fourier method (SSFM) is one of the most efficient numerical method to solve the NLSE. Since its first use by Hasegawa [2], it has been applied worldwide in many issues such as wave propagation, graded-index fibers, semiconductor lasers, waveguide couplers. To improve the efficiency and the accuracy of the SSFM, one has developed some methods such as the higher-order SSFM [3], the multi-step SSFM [4] or the variable step-size Fourier methods [5]. To improve the efficiency of SSFMs, one often make a combination of these methods to get a hybrid-SSFM.

Generally, the variable step-size Fourier methods are system-dependent, i.e. one must know some of the characteristics of the system. Recently, Sinkin *et al.* [5] have proposed the variable step-size local error method (LEM) and Rieznik *et al.* [6] have proposed the variable step-size uncertain principle method (UPM). Both methods have the advantage to work without knowing any characteristics of the system. In contrast with the LEM, the UPM is more efficient for global errors  $\delta_g$  from  $10^{-3}$  to  $10^{-1}$  (low accuracy) but less efficient for global errors  $\delta_g$  less than  $10^{-3}$  (high accuracy). Furthermore, the UPM has the disadvantage that, in some particular cases, the method may not ensure point-to-point convergence [6]. The LEM shows its powerful performance over other methods. However the main impairment of this method is a significant computational time for low accuracy results [5].

In this paper we propose an improvement of the LEM method to decrease the simulation processing time. The paper is organized as follows. Section 2 recalls the nonlinear Schrödinger equation. The basics of split-step Fourier methods are presented in section 3. In section 4, the LEM is presented in details. In Section 5 we present our approach to improve the LEM. Finally, section 6 gives an example of simulation using our method for high-order soliton pulse compression experiment.



## 2 The nonlinear Schrödinger equation

The NLSE is a nonlinear partial differential equation that governs many physical phenomena. Wave propagation is one of these phenomena. It is described, in a lossless optical fiber, as following [1]:

$$\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - i\gamma|U|^2U = 0, \quad (1)$$

where  $U(z, \tau)$  is the normalized slowly-varying envelope of the electric field,  $z$  the propagation distance,  $\tau$  the time (in a frame of reference moving with the pulse at the group velocity),  $\beta_2$  the second-order group-velocity dispersion (GVD) parameter ( $\beta_2 < 0$  in anomalous dispersion regime) and  $\gamma$  the nonlinear coefficient (optical Kerr effect).

## 3 Description of the split-step Fourier method

It is convenient to rewrite equation (1) as :

$$i\frac{\partial U}{\partial z} = (\mathbf{L} + \mathbf{N})U \quad (2)$$

where  $\mathbf{L}$  is the linear operator and  $\mathbf{N}$  the nonlinear operator, defined as :

$$\mathbf{L} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \quad (3)$$

$$\mathbf{N} = i\gamma|U|^2 \quad (4)$$

The solution of equation (2) can be found by assuming propagation over a small distance  $h$  and considering that  $\mathbf{N}$  is quasi unchanged after propagation over  $h$ :

$$U(z + h, \tau) \approx e^{h(\mathbf{L} + \mathbf{N})}U(z, \tau) \quad (5)$$

In some special cases, relation (5) is also the exact solution if  $\mathbf{N}$  is  $z$ -independent.

To consider propagation over a long distance, one divides the fiber into many small steps and applies the solution given by equation (5) on each step. This gives the numerical solution of the NLSE. This method is called the split-step method.

Now, the problem turns out to solve equation (5). In literature, to our best knowledge, three methods were proposed : the finite-difference method, the Fourier method and the spline method. Tara *et al.* pointed out that the Fourier method is more efficient than the finite-difference method thanks to the implementation of the fast Fourier transform (FFT) algorithm [7]. The spline method has just been proposed since 2004 [8] and has not been much attracted yet. Therefore, the Fourier method has dominated in many simulations of optical transmission systems [1].

The combination of split-step and Fourier methods to solve equation (1) is called the split-step Fourier method (SSFM). Several SSFMs can be implemented depending on the order of approximation of the right-hand side of equation (5) and on the way to choose the splitting step size. The simplest SSFM is the first order split-step method with constant step-size.

To estimate the accuracy of SSFM, it is useful to recall the Baker-Hausdorff formula [9] for any operators  $\mathbf{L}$  and  $\mathbf{N}$ :

$$e^{\mathbf{L}}e^{\mathbf{N}} = e^{(\mathbf{L} + \mathbf{N} + \frac{1}{2!}[\mathbf{L}, \mathbf{N}] + \frac{1}{3!}\{[\mathbf{L}, [\mathbf{L}, \mathbf{N}]] + [[\mathbf{L}, \mathbf{N}], \mathbf{N}]\} + \dots)} \quad (6)$$

where  $[\mathbf{L}, \mathbf{N}] = \mathbf{L}\mathbf{N} - \mathbf{N}\mathbf{L}$  is the commutator of  $\mathbf{L}$  and  $\mathbf{N}$ .

This equation is used to approximate the right-hand side of equation (5). For first order SSFM, only first-order terms are taken in the right-hand side of equation (6). Then, equation (5) becomes :

$$U(z + h, \tau) \approx e^{h\mathbf{L}} e^{h\mathbf{N}} U(z, \tau), \quad (7)$$

The error introduced by using the first-order approximation can be associated to the second-order term :  $h^2[\mathbf{L}, \mathbf{N}]/2$ .

To solve equation (7), one needs to solve two sub-equations consecutively :

$$U'(z + h, \tau) = e^{h\mathbf{N}} U(z, \tau), \quad (8)$$

$$U(z + h, \tau) = e^{h\mathbf{L}} U'(z + h, \tau). \quad (9)$$

Equation (8) can be solved straightforwardly because  $\mathbf{N}$  is a multiplicative operator. With equation (9), the Fourier method should be applied because  $\mathbf{L}$  is a differential operator. After transposing (9) in the frequency domain by mean of Fourier transform,  $\mathbf{L}$  becomes a multiplicative operator. Finally, the solution of equation (5) can be written as:

$$U(z + h, \tau) \approx F^{-1} \left\{ e^{-ih(i\omega)^2 \beta_2/2} F \left[ e^{ih\gamma|U|^2} U(z, \tau) \right] \right\}, \quad (10)$$

where  $F$  denotes the Fourier-transform operation and  $F^{-1}$  the inverse Fourier transform.

Physically, it can be understood that a wave, propagating along the fiber, experiences the two interleaving effects including linear effect (i.e. GVD effect) and nonlinear effect (i.e. Kerr effect). In each small step, the first order SSFM considers that both effects act independently. The algorithm of first order SSFM is presented in figure 1.

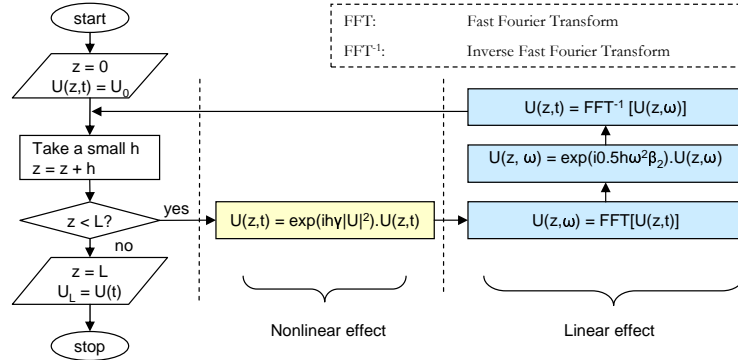


Figure 1: Algorithm of first order split-step Fourier method.

To improve the accuracy of the SSFM, one should add higher-order terms in equation (6). It is not very surprising that the higher the order of splitting approximation is, the more accurate the solution is. However, the simplicity of computational algorithm is sacrificed and the computational time is increased. This paper is limited to the second-order SSFM. Reader can find further description to higher-order SSFM in Ref. [3].

The second order SSFM is presented as the form [1, 3]:

$$U(z + h, \tau) \approx e^{\frac{h}{2}\mathbf{L}} e^{h\mathbf{N}} e^{\frac{h}{2}\mathbf{L}} U(z, \tau), \quad (11)$$

This equation is symmetric and is known as the symmetrized split-step Fourier method (S-SSFM). Its solution is accurate to the third order in the step-size  $h^1$ .

<sup>1</sup>In fact, to calculate the error of S-SSFM method, one simply has to apply the equation (6) twice in

Physically, with the S-SSFM, an optical pulse experiences both the linear effect and the nonlinear effect but the nonlinear effect is lumped in the middle of the step while the linear effect impacts in each half-step.

## 4 System-independent local error split-step Fourier method

The aim of the local error method (LEM) is to provide a scheme to select the optimal step size for all kinds of systems. The basic principle is to ensure that the local error (error in each single step) is bounded by a certain value  $\delta_G$  (the goal local error). It allows up to one more order of accuracy in comparison with constant step-size methods. The algorithm of this method applied to S-SSFM is described as following.

**Step 1.** Carry out the calculation of S-SSFM for  $U(z, \tau)$  with a step size of  $2h$  to find the solution at  $z + 2h$ , called the coarse solution  $U_c$ . Then rewrite  $U_c$  as  $U_c = U_t(z + 2h, \tau) + C(2h)^3 + O(h^4)$ , where  $U_t(z + 2h, \tau)$  is the true solution at  $z + 2h$  and  $C$  a constant.

**Step 2.** Carry out the calculation of S-SSFM for  $U(z, \tau)$  with two steps of size  $h$  to find the solution at  $z + 2h$ , called the fine solution  $U_f$ . Similar to Step 1, rewrite  $U_f$  as  $U_f = U_t(z + 2h, \tau) + 2Ch^3 + O(h^4)$ .

**Step 3.** Perform the estimation of the relative local error defined by

$$\delta = \frac{\|U_f - U_c\|}{\|U_f\|}, \quad (12)$$

where  $\|U\| = \sqrt{\int |U(\tau)|^2 d\tau}$ .

**Step 4.** Find the optimal solution at  $z + 2h$  :

$$U(z + 2h, \tau) = \frac{4}{3}U_f - \frac{1}{3}U_c = U_t(z + 2h, \tau) + O(h^4) \quad (13)$$

**Step 5.** Compare  $\delta$  with  $\delta_G$  to find the next step size :

- If  $\delta > 2\delta_G$  then discard the solution in Step 4 and recalculate with the halved step size.
- If  $\delta_G < \delta \leq 2\delta_G$  then the step size is divided by a factor of  $2^{1/3}$  for the next step.
- If  $\delta_G/2 < \delta \leq \delta_G$  then the step size is the same for the next step.
- If  $\delta \leq \delta_G/2$  the step size is multiplied by a factor of  $2^{1/3}$  for the next step.

The aim of this procedure is to ensure that the local error in each step is kept in the range  $(1/2\delta_G, \delta_G)$ .

## 5 Improvement of the local error method

Analyzing the procedure of computation of the LEM, we found that it leads to a flexible step-size but that the distribution of the step-sizes along the transmission distance is not continuous but step-like. Furthermore, the algorithm leads to the calculation of many waste steps when somehow the step-size is too large.

We propose a modification to this procedure leading to a continuous distribution of step-size along the transmission distance. Besides, it avoids the calculation of many waste steps. This leads to a more efficient and more robust method. The most important point

the equation (11) :

$$\begin{aligned} U(z + h, \tau) &\approx \exp(\frac{h}{2}\mathbf{L})\exp(h\mathbf{N})\exp(\frac{h}{2}\mathbf{L})U(z, \tau) = \exp(\frac{h}{2}\mathbf{L})\exp(h\mathbf{N} + \frac{h}{2}\mathbf{L} + \frac{h^2}{4}\mathbf{NL} - \frac{h^2}{4}\mathbf{LN} + \\ &O(h^3))U(z, \tau) = \exp(\frac{h}{2}\mathbf{L} + h\mathbf{N} + \frac{h}{2}\mathbf{L} + \frac{h^2}{4}\mathbf{NL} - \frac{h^2}{4}\mathbf{LN} + \frac{h^2}{4}\mathbf{LN} + \frac{h^2}{4}\mathbf{L}^2 - \frac{h^2}{4}\mathbf{NL} - \frac{h^2}{4}\mathbf{L}^2 + O(h^3))U(z, \tau) = \\ &\exp(h\mathbf{N} + h\mathbf{L} + O(h^3))U(z, \tau) \end{aligned}$$

is that, the larger the global error is, the more efficient our method is. The modification focuses on the selection of the step size in Step 5:

- If  $\delta > 2\delta_G$  then discard the solution in Step 4 and recalculate with the new step size.
- If  $\delta \leq 2\delta_G$  then take the new step size for the next step.
- The new step size is defined by multiplying the present step size by  $(\delta/\delta_G)^{1/3}$ .

This modified local error method (MLEM) ensures that the local error is centered in  $\delta_G$ . It prevents from the additional task when the local error increases too far from  $2\delta_G$  or decreases too far from  $\delta_G/2$ . Moreover, it reduces the number of choosing conditions for selecting the step size, leading to a reduction of the computation time.

Figure 2 demonstrates the improvement of the performance of the MLEM in comparison with the LEM. These results are obtained by simulating the transmission of a 10 ps-pulse in a 5 km single-mode fiber. The dispersion of the fiber is 17 ps/km/nm, the nonlinear coefficient is  $1.3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  and the attenuation is 0.2 dB/km. The time window is 320 ps and the number of points 4096. To compare both methods we use the global relative error as defined in Ref. [5] :

$$\delta_g = \frac{\|U_n - U_a\|}{\|U_a\|}, \quad (14)$$

where  $U_a$  is either an analytical solution (when it exists) or a numerical solution obtained with very small step-sizes, i.e. with very high accuracy. In this paper,  $U_a$  was found by using the S-SSFM with a step-size of 5 cm.  $U_n$  is the numerical result when we apply the method under test.

To evaluate the time consumption, we consider the number of implemented FFT functions. Three cases are taken into account when we change the ratio between nonlinearity and dispersion. In all cases the number of FFT using the MLEM is lower than the LEM.

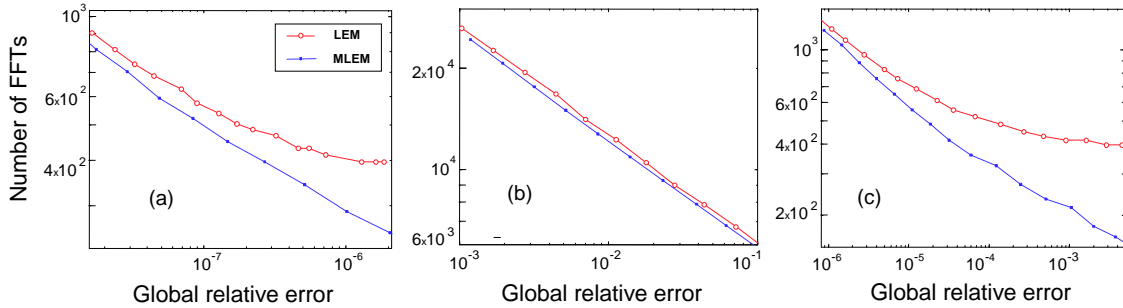


Figure 2: Comparison of the computational efficiency between LEM and MLEM for a 10 ps-pulse duration in a 5 km SMF fiber in three cases : the dispersion effect is dominant (a), the nonlinear effect is dominant (b) and both effects are comparable (c)

## 6 Modelling of a pulse compression experiment

We successfully use the MLEM to simulate higher-order soliton pulse compression in a 22 m-hole fiber. The principle is to launch a train of pulses of few ps in a fiber and then adjust the input power to obtain the adequate N-th order soliton evolution pattern [1]. This allows a maximum pulse compression at the output of the fiber. In our experiment, the nonlinear coefficient of the fiber is  $26 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ , the dispersion is 120 ps/nm/km and the attenuation is 5 dB/km. The seed pulse is a secant hyperbolic pulse with a duration of 5.53 ps. The peak power is 0.69 mW. At the output of the fiber, we obtain a compressed pulse with a duration of 570 fs and with 71% of the energy in the central part of the pulse.

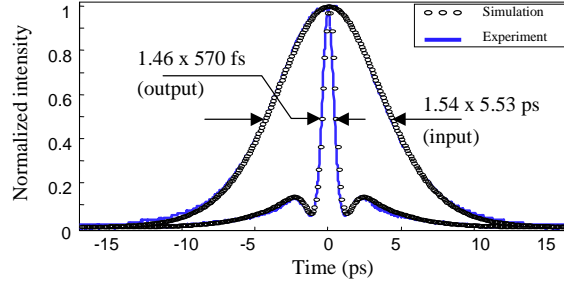


Figure 3: Autocorrelation traces of both simulation and experimental results in a pulse compression system.

Figure 3, represents the experimental results together with the result of simulation using the MLEM. This confirms the efficiency of the MLEM in modelling pulse propagation in a nonlinear and dispersive medium.

## 7 Conclusion

We have given a brief overview of the well-known split-step Fourier methods. From the user's point of view, some methods have simple algorithms but low accuracy while other methods provide better accuracy but with more complexity in algorithm and more computational time. We have proposed a modified local error method that reduces the computational time in solving the nonlinear Schrödinger equation with good accuracy and without knowing the characteristics of the system. The MLEM has been successfully used to simulate a higher-order pulse compression experiment in a highly nonlinear holey fiber.

## Acknowledgements

This work is supported by the Conseil Régional de Bretagne (convention No.1193). Authors thank PERFOS (Lannion, France) for manufacturing the fiber used in the experiment and Mathilde Gay and Frédéric Ginovart (UMR FOTON, Lannion, France) for their comments on the manuscript.

## References

- [1] G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 2nd Ed., Academic Press, Inc. (1995).
- [2] A. Hasegawa, Appl. Phys. Lett. **23**, p. 142 (1973) ; Appl. Phys. Lett. **23**, p. 171 (1973).
- [3] G. M. Muslu, Math. Comput. Simul., In press.
- [4] X. Liu, IEEE Photon. Technol. Lett. **15**, p. 1549 (2003).
- [5] O. V. Sinkin, IEEE J. Lightwave Technol. **21**, p. 61 (2003).
- [6] A. A. Rieznik, Opt. Exp. **13**, p. 3822 (2005).
- [7] T. R. Tara, J. Comp. Phys. **55**, 203 (1984).
- [8] M. Premaratne, IEEE Photon. Technol. Lett. **16**, p. 1304 (2004).
- [9] G. H. Weiss, J. Math. Phys. **3**, p. 771 (1962).

# Higher-order soliton-effect pulse compression in a non-linear holey fibre. Application to second-order dispersion measurement

T. N. Nguyen (1), T. Chartier (1), M. Thual (1), P. Besnard (1), L. Provino (2), A. Monteville (2), N. Traynor (2)

1 : UMR FOTON, ENSSAT, 6, rue de Kerampont, 22300 Lannion, France; chartier@enssat.fr

2 : PERFOS, 11 rue de Broglie, 22300 Lannion, France, ntraynor@perfos.com

**Abstract** We report 570-fs pulse generation based on soliton-effect compression in a 22 m-long non-linear holey fibre. Using soliton-effect compression, we propose a simple method to measure second-order dispersion of fibres in the anomalous dispersion regime.

## Introduction

Since its first experimental demonstration [1], higher-order soliton effect pulse compression is a technique that has been widely used to generate ultrashort pulses in fibres [2]. Non-linear holey fibres (NLHF) are good candidates for this application because they allow reduction of both the required optical power and the fibre length [3]. In this communication, we report generation of 570 fs-pulses in a 22 m-long silica-based NLHF with an input optical power lower than 1 mW. In soliton-effect compression, both the compression factor and the quality of the compressed pulses depend on several parameters, in particular, the second-order group-velocity dispersion (GVD) of the fibre. We have derived an analytical relation that gives the value of the fibre GVD as a function of the non-linear coefficient, the fibre length, the input pulse width and the optical power required for optimum pulse compression. Using this relation, we propose a simple method for the measurement of positive GVD in fibres. This method has been successfully applied to different fibres in the anomalous dispersion regime.

## Theory

Pulse evolution in a non-linear fibre is governed by GVD and self-phase modulation (SPM) [4]. In the anomalous dispersion regime, the soliton effect occurs as a result of a balance between GVD and SPM. While 1-st-order solitons preserve their shape during propagation, N-th-order solitons follow a periodic evolution pattern along the fibre such that they are periodically compressed [4]. The soliton order  $N$  is given by [4] :

$$N^2 = \frac{\mathcal{P}_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1)$$

where  $\gamma = 2\pi n_2/\lambda_0 A_{\text{eff}}$  is the non-linear coefficient with  $n_2$  the non-linear refractive index,  $\lambda_0$  the wavelength in vacuum and  $A_{\text{eff}}$  the effective area.  $\mathcal{P}_0$  is the peak power of the pulse,  $T_0$  the half-width (at 1/e-intensity point) of the pulse duration and  $\beta_2$  the GVD parameter. The parameter  $\beta_2$  is related to the other often-used dispersion parameter  $D = -2\pi c\beta_2/\lambda_0^2$ , where  $c$  is the speed of light in vacuum. By an appropriate choice of the fibre length  $z_c$ , input pulses

can be compressed by a factor  $F_c$ . Quantities  $z_c$  and  $F_c$  depend on the soliton-order  $N$  and can be obtained by numerical simulations [1]. The optimum fibre length  $z_c$  can also be estimated from the following empirical relation [5]:

$$\frac{2z_c}{\pi L_D} = \frac{0.32}{N} + \frac{1.1}{N^2} \quad (2)$$

where  $L_D = T_0^2/|\beta_2|$  is the dispersion length. We can also interpret equation (2) as follows: for a given fibre length  $L$ , there exists a soliton number,  $N_c$ , that optimizes pulse compression at the fibre output. This soliton number  $N_c$  is obtained from the input peak power  $\mathcal{P}_c$ . From equation (2), we have obtained the following relation:

$$D \approx \frac{2\pi c \gamma T_0^2 \mathcal{P}_c}{\lambda_0^2 (2\gamma L \mathcal{P}_c - 1.1\pi)^2} \quad (3)$$

where we have assumed that  $(0.32\pi)^2 \approx 1$ . This relation gives this important result that, for a fibre of length  $L$ , if  $\gamma$  is known, the measurement of the peak power  $\mathcal{P}_c$  for which the maximum soliton-compression is reached, gives access to the value of dispersion  $D$ .

## Non-linear Fibre

The fibre used was a 5 rings NLHF fabricated by a standard stack and draw technique (figure 1). The measured non-linear effective area,  $A_{\text{eff}}$ , is  $4.1 \mu\text{m}^2$ , leading to a non-linear coefficient  $\gamma = 26 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ . The optical losses, measured by an OTDR technique at 1550 nm, are 5.6 dB/km. The second order GVD,  $D$ , has been numerically evaluated (using a digitized image of the real fiber structure) to be 126 ps/km/nm at 1550 nm (figure 1).

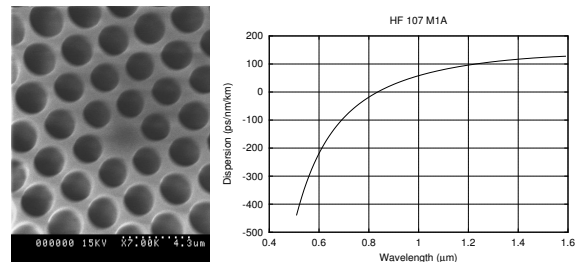


Fig 1: SEM photograph of the fibre core (left); calculated GVD versus wavelength (right).

## Pulse compression

The experimental setup is shown in figure 2. The laser source is a passively-mode-locked fibre laser with the following characteristics : wavelength  $\lambda_0 = 1560$  nm, pulse duration  $T_0 = 3.14$  ps ( $T_{FWHM} = 5.53$  ps), spectral width  $\Delta\lambda = 0.52$  nm, repetition rate  $f = 19.3$  MHz. The mean power launched in the NLHF is controlled with a power meter at the output of the 3 dB coupler. The total splicing loss between standard fibre (SMF 28) and NLHF is 1.2 dB.

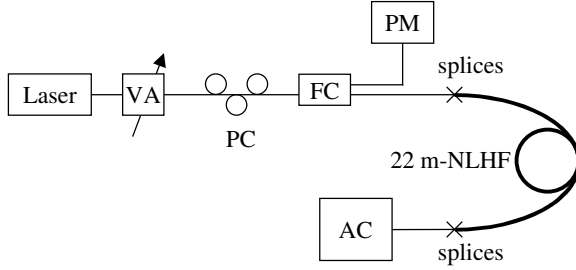


Fig. 2: Experimental set-up. VA : variable attenuator, PC : polarisation controller, FC : 3 dB fibre coupler, PM : powermeter, AC : Autocorrelator.

Results of pulse compression are shown in figure 3. For an averaged injected power  $\langle P_c \rangle = 0.69$  mW, 570 fs-pulses can be obtained. For this value, the soliton order is  $N \approx 3$  and the compression factor is  $F_c = 9.7$ . The quality factor  $Q_c$ , which is the ratio between the pulse energy contained in the central peak and the total pulse energy (including the wings of the pulse), has been estimated to 71 %. Higher compression factors could potentially be obtained with shorter fibre lengths and higher peak powers but with a degradation of  $Q_c$  [1].

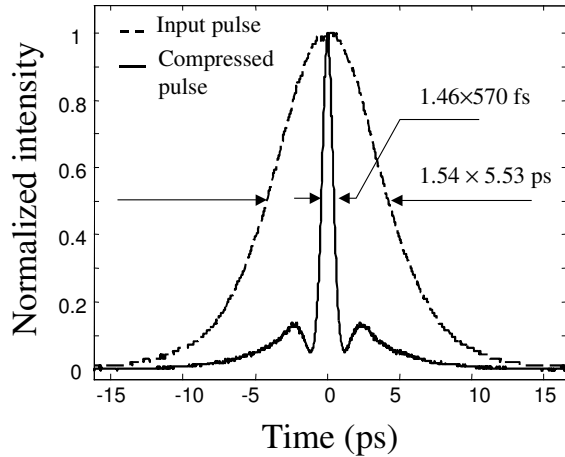


Fig. 3: Autocorrelation traces of both input pulses (dashed line) and compressed pulses (full line).

## Dispersion measurement

Inserting the values of  $P_c$ ,  $T_0$ ,  $\gamma$  and  $L$  obtained from the previous experiment in Eq. (3), we find an experimental value of  $D$  equal to 120 ps/km/nm. This value is in good agreement with the numerical

estimate (figure 1). In order to validate our dispersion measurement method, we have carried out additional experiments with different input pulse widths at different wavelengths and with two other fibres in the anomalous dispersion regime: a standard single-mode fibre (SMF) with  $D = 18.4$  ps/km/nm at 1560 nm and a non-zero dispersion-shifted fibre (NZDSF) with  $D = 5.1$  ps/km/nm at 1560 nm. Some of the results are summarised in table 1.

	$L$ (m)	$A_{eff}$ ( $\mu m^2$ )	$\gamma$ ( $W^{-1} km^{-1}$ )	$T_0$ (ps)	$\langle P_c \rangle$ (mW)	$D$ (ps/km/nm)
NLHF	22	4.1	26	9.9	6.03	123
SMF	316	73	1.4	9.9	4.68	19.2
NZDSF	2050	52	2	9.9	0.38	5.2

Table 1: Results of dispersion measurements of NLHF, SMF, and NZDSF fibres at 1560 nm for  $T_0 = 9.9$  ps ( $T_{FWHM} = 16.5$  ps).

We note good agreement between our measured values and the real values of fibre GVD, indicating that our method is valid and reliable.

## Conclusions

We have proposed a simple and rapid method to measure the second-order dispersion in optical fibres based on higher-order soliton-effect pulse compression. This method has been successfully applied to evaluate the dispersion of a 22 m-long non-linear holey fibre in a 570 fs- pulse generation experiment.

## Acknowledgements

This work is supported by the Conseil Régional de Bretagne and the European Union (Fonds Européen de Développement Régional).

## References

- 1 L. F. Mollenauer et al, Opt. Lett. **8** (1983), p. 289.
- 2 A. S. Gouveia-Neto et al, Opt. Lett. **12** (1987), p. 395.
- 3 J. H. V. Price et al, NLGW'01, Clearwater Florida (2001).
- 4 G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Academic Press, Inc. (1985).
- 5 E. M. Dianov et al, Sov. Tech. Phys. Lett. **12** (1986), p. 311.

# Low Loss, Low OH, Highly Non-linear Holey Fiber for Raman Amplification

A. Monteville, D. Landais, O. LeGoffic, D. Tregoat, N.J. Traynor

PERFOS, 11 rue de Broglie, 22300 Lannion, France  
ntraynor@perfos.com

T. N. Nguyen, S. Lobo, T. Chartier, J.-C. Simon

Laboratoire d'Optronique de l'ENSSAT ; UMR CNRS FOTON 6082, 6 rue de Kérampont, 22300 Lannion, France

**Abstract:** We present a highly non linear holey fiber with low loss and low OH absorption which enables us to demonstrate efficient Raman amplification in the C band with pump wavelengths of 1453 and 1480 nm.

© 2006 Optical Society of America

OCIS codes: 060.2280, 060.2320, 060.4370

Micro-structured optical fibers (MOF) or holey fibers (HF) have found a plethora of applications since their first practical realization in 1996 [1]. While endlessly single mode fibers with mode field diameters close to those of standard fibers have been fabricated with losses approaching those of state of the art transmission fibers [2], very small core fibers, which benefit from the increased optical confinement afforded by a silica-air cladding, tend to exhibit losses which are significantly higher than their all-silica counterparts. These highly non-linear fibers benefit from the possibility to widely tune the chromatic dispersion and there are many reports of wideband supercontinua initiated by picosecond or nanosecond pulse sources operating close to the zero dispersion wavelength of the fiber. Such demonstrations require only a few meters of fiber and, as such, are generally insensitive to the magnitude of the fiber loss. Applications requiring longer lengths of non linear fiber such as Raman amplification [3] or supercontinuum generation using CW pump sources [4] have received much less attention, most likely due, in part, to the relatively high losses achieved in these fibers.

In this paper we present a low loss, non-linear HF which is particularly well suited to Raman amplification, especially in the 1.55  $\mu\text{m}$  telecom window, due to an OH absorption peak at 1383 nm which is only limited by the intrinsic contamination levels of the raw silica materials used for fabrication. We also present, for the first time, results on Raman amplification in the C band using a highly non linear HF.

The fiber used was a 5 ring HF fabricated by a standard stack and draw technique (figure 1). We used F300 silica tubes and rods from Heraeus to make the capillaries and central rod for the micro-structured pre-form. This pre-form was then drawn down to a cane of 4 mm diameter and re-sleeved to a final diameter of 18mm, giving an outer diameter/core ratio for the final fiber of 125/2.5  $\mu\text{m}$ . To achieve the lowest possible loss, and to avoid problems associated with OH contamination, the capillary tubes were chemically cleaned and finely polished. Pre-form preparation and fiber draw were made under controlled atmosphere conditions in order to avoid extrinsic contamination.

The optical losses of the fabricated fiber (figure 1), measured using both a cutback and an OTDR technique, were 6.9 dB/km at 1550 nm (5.6 dB/km with OTDR) and 38 dB/km at the water absorption peak (1383 nm). The difference between the two measurements at 1550 nm is most likely due to alignment errors of the very high NA fiber during cutback. The linearity of the OTDR trace indicates excellent homogeneity along the fiber.

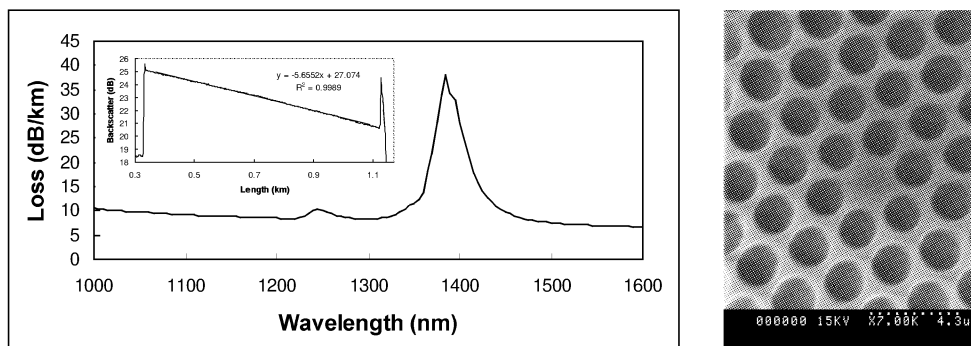


Figure 1: Measured fiber losses (left) by cutback and OTDR (inset). SEM photograph of the fiber core (right)



We believe these losses to be the lowest yet achieved for such a small effective area fiber (measured mode field diameter of 2.0  $\mu\text{m}$  and measured non-linear effective area,  $A_{\text{eff}}$ , of 4.1  $\mu\text{m}^2$ ). In particular, we have avoided the high Si-OH related losses generally found in small core HFs, which are often several 100s of dBs per km and at best around 75 dB/km[4]. Indeed, the observed OH peak ( $\sim 30$  dB/km of additional loss at 1385 nm) may well be material limited, as this corresponds to 0.6 ppm of OH concentration, within the specified levels for the raw materials [5].

We used 720m of this fiber in a standard Raman amplifier configuration. Two different pump sources were used in the experiments. Both were un-polarized Raman lasers with emission wavelengths of 1453 and 1480 nm respectively. These were injected into the HF via an appropriate WDM and a high numerical aperture intermediate fiber. The total splice loss (SMF to HF) was around 1.2 dB. The signal source (counter propagating) was a broadband source (signal input power:  $-20$  dBm) for the 1453 nm pump and an external cavity laser diode at 1570 nm amplified by an EDFA (variable signal input power) for the 1480 nm pump.

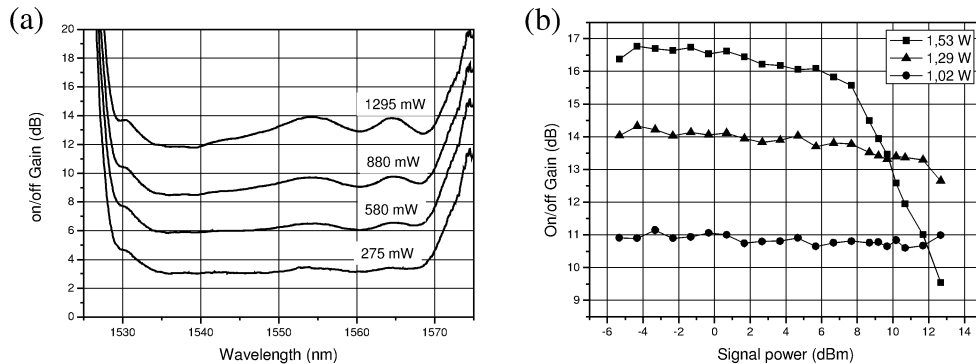


Figure 2 : On/off gains for (a) the 1453 nm pump source and (b) for the 1480 nm pump source

Figure 2a shows the on/off signal gain for the 1453 nm pump source. The indicated powers are launched pump powers in the HF. We obtain an on/off gain of 14 dB for 1.3 W of launched pump power. Figure 2b shows the on/off gain as a function of both input signal power and launched pump power for the 1480 nm pump. The maximum gain achieved was 17 dB for 1.5W of pump. At higher input signal power ( $+8$  dBm) we observe the onset of strong Brillouin scattering which occurs for a signal output power of around  $+19$  dBm. In both cases the observed gain was insensitive to the polarization state of the signal input. Using the measured values of gain,  $g$ , (non polarized pump) to be  $2.5 \pm 0.2$  m/W, which is in good agreement with previously measured values in HF [6], and indicates good confinement and overlap of the pump and signal modes. As can be seen the observed Raman gain values are insensitive to pump wavelength indicating that the OH absorption has little or no effect on Raman gain at 1453 nm.

The lumped amplifier gain (taking into account fiber loss) is around 12.5 dB for 1.5 W of pump power, or 8.3 dB/W. This gain value compares very favorably with previous experiments using small core holey fiber which achieved 6 dB/W with a polarized pump (equivalent to 3 dB/W un-polarized) and which used a Raman pump far from the water peak at 1536 nm [3].

In conclusion we have demonstrated the possibility to fabricate highly non-linear HF with low losses and OH contamination corresponding to the raw material intrinsic levels, and the subsequent utilization of these fibers in Raman amplification. With further efforts in surface treatment, and through the use of lower OH raw materials and Ge doped core rods, we believe that it will be possible to fabricate HFs with Raman gain efficiencies comparable to the best Ge doped fibers, which will facilitate extremely efficient Raman lasers and amplifiers, low power all-optical processing and CW pumped continuum generation.

#### Acknowledgements

The authors thank Monique Thual and Séverine Haesaert (CCLO, UMR FOTON, Lannion, France) for help in measurement of  $A_{\text{eff}}$  and SEM images, Laurent Bramerie (PERSYST, UMR FOTON, Lannion, France) for helpful discussions and access to PERSYST equipment. This work is supported by the Conseil Régional de Bretagne and the European Union (Fonds Européen de Développement Régional).

#### References

- [1] J.C. Knight, T.A. Birks, P.St.J. Russell and D.M. Atkin, *Opt. Lett.*, **21**, 1547-9 (1996).
- [2] K. Tajima, J. Zhou, K. Kurokawa and K. Nakajima, *ECOC'03* (Rimini, Italy), 42-43 (2003).
- [3] Z.Yusoff, J.H.Lee, W.Belardi, T.M.Monro, P.C.Teh and D.J.Richardson, *Opt. Lett.*, **27**, 424-6 (2002).
- [4] J. C. Travers, R. E. Kennedy, S. V. Popov, J. R. Taylor, H. Sabert and B. Mangan, *Opt. Lett.*, **30**, 1938-40 (2005).
- [5] See specifications of F300 silica glass at [www.heraeus-tenevo.com](http://www.heraeus-tenevo.com)
- [6] C. Fukai, K. Nakajima, J. Zhou, K. Tajima, K. Kurokawa and I. Sankawa, *ECOC'04* (Stockholm, Sweden), 304-5 (2004).

# Recent advances in the development of holey optical fibers based on sulfide glasses

F. Smektala<sup>(1)\*</sup>, L. Brilland<sup>(2)</sup>, T. Chartier<sup>(3)</sup>, T. N. Nguyen<sup>(3)</sup>,  
J. Troles<sup>(1)</sup>, Y. F. Niu<sup>(1)</sup>, S. Danto<sup>(1)</sup>, N. Traynor<sup>(2)</sup>, T. Jouan<sup>(1)</sup>

<sup>(1)</sup> UMR CNRS 6512 Verres et Céramiques, Institut de Chimie de Rennes, Université de Rennes 1,  
35042 Rennes, France.

<sup>(2)</sup> Perfos, Plate-forme d'Etudes et de Recherches sur les Fibres Optiques Spéciales  
11, rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France.

<sup>(3)</sup> Laboratoire d'optronique UMR CNRS 6082 Foton, ENSSAT, 6 rue de Kerampont,  
22305 Lannion, France.

## ABSTRACT

Microstructured optical fibers as new optical objects have been developed in the recent past years, firstly from silica glass and then from other oxide glasses such as tellurite or different heavy cations oxide glasses. However very few results have been reported concerning non-oxide glasses and more particularly chalcogenide glasses. In a photonic crystal fiber the arrangement of air holes along the transverse section of the fiber around a solid glassy core leads to unique optical properties, such as for example broadband single-mode guidance, adjustable dispersion, nonlinear properties. Since the effective modal area is adjustable thanks to geometrical parameters, chalcogenide microstructured fibers with small mode area are of interest for nonlinear components because of the intrinsic non linearity of chalcogenide glasses, several order of magnitude above these of the reference silica glass (100 to 1000 times the non linearity of silica glass). On the other hand, chalcogenide holey fibers with large mode area are of interest for infrared power transmission, in a wavelength range out of reach of silica fibers, and more particularly in the 3-5  $\mu\text{m}$  atmospheric window. The aim of this paper is to present more specifically the recent results that have been achieved in the elaboration, light guidance and characterization of photonic crystal fibers from the sulfide  $\text{Ge}_{20}\text{Ga}_5\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  glass, which presents a large transparency window from 600 nm to 11  $\mu\text{m}$ .

**Keywords :** Optical fibers, photonic crystal fibers, holey fibers, microstructured fibers, chalcogenide, sulfide, glasses.

## 1. INTRODUCTION

Chalcogenide glasses are well known for their broad transparency in the infrared wavelengths region, until 10 to 20  $\mu\text{m}$  depending on their chemical composition. In the past recent years they have also been studied with regard to their non linear optical properties, especially these from the third order. Indeed, chalcogenide glasses are highly non linear, with non linear refractive indices  $n_2$  between 2 and 20  $10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ . These values represent around hundred to thousand times the  $n_2$  of the reference silica glass ( $2.7 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  @1064 nm) [1]. These remarkable optical properties make of these materials very interesting candidates to special optical applications such as Raman amplification, infrared super continuum generation, infrared laser power transmission, infrared chemical or biomedical sensors, infrared lasers when doped with rare earths and so on [2-7]. For these applications, the elaboration of single mode fibers is often necessary and single mode chalcogenide glass fibers in a step index configuration have been demonstrated through rod in tube or double crucible processes [8-9]. What's more, the recent development of photonic crystal fibers as new optical objects has

\* Frederic.Smektala@univ-rennes1.fr; phone 33-2-23-23-56-20; fax 33-2-23-23-56-11; <http://www.verceram.univ-rennes1.fr>;

raised an enhanced interest for chalcogenide glass optical fibers. Indeed, microstructured optical fibers have been developed firstly from silica glass in the 1990's and then from other glasses such as tellurite or different heavy cations oxide glasses [10-11]. These fibers present a periodic arrangement of air holes along the transverse section of the waveguide around a solid core (holey fibers) or even around a central hole (photonic band gap fibers). However very few results have been reported concerning non-oxide glasses and more particularly chalcogenide glasses. Indeed, to our knowledge only the gallium lanthanum sulfide glass system has been treated and in the case of a very simple structure [12]. In this reference, a holey fiber is manufactured with only one ring of capillaries and presents an irregular profile. One of the great interests of microstructured fibers is that the mode field diameter (MFD) is widely adjustable : large MFDs are very useful to minimize the risks of glass damage during high power laser beams propagation when small MFDs enable the enhancement of nonlinear effects [13]. But other original optical properties are also achievable such as a widely tunable dispersion or an endlessly single mode operation for examples [14-15]. Thus, the development of photonic crystal fibers in the mid-infrared would be of great interest for laser power transmission in the 3-5  $\mu\text{m}$  or even 8-12  $\mu\text{m}$  atmospheric windows, infrared super continuum generation, and so on.

Then the aim of this paper is to present the recent achievements in the elaboration and characterization of microstructured optical fibers from the  $\text{Ge}_{20}\text{Ga}_5\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  sulfide glasses which present a large transparency window which extends from 600 nm in the visible to 11  $\mu\text{m}$  in the infrared.

## 2. EXPERIMENTAL

### 2.1 Chalcogenide glasses synthesis and characterizations.

High purity raw materials (5N : 99,999%) are used for the preparation of the  $\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$  (S2G2) glass [16]. However, sulfur is often polluted by water. It is then dehydrated by heating at 120°C under vacuum ( $10^{-5}$  mbar), before being distilled. The required amounts of the different elements are then placed in a silica ampoule which is sealed under vacuum ( $10^{-5}$  mbar) and progressively heated from room temperature to the refining temperature of 850°C at the heating rate of 2°C/min. This slow heating allows to obtain first the fusion of the gallium, the sulfur and then the antimony and their reaction with solid germanium and avoid a too fast volatilization of sulfur which would lead to the explosion of the ampoule. The batch is maintained at 850°C during 10 hours, before being quenched in water at the cooling rate of approximately 100 K/s, to allow the glass formation and to avoid any crystallization process. After that, the vitreous sample is annealed for 1 hour at its glass temperature ( $T_g = 305^\circ\text{C}$ ) in order to relax the internal mechanical stress induced by the quenching, and is then slowly cooled to room temperature. [1; 17; 18]. The dimensions of the silica ampoule are typically 12 cm in length, and 12 mm in diameter. The quantity of glass is varying between 30 and 40g depending on the final shape of the sample, i.e. a glass rod or a glass tube. The bulk glass is transparent from 0.6  $\mu\text{m}$  to 11  $\mu\text{m}$  (figure 1). It presents a great stability against crystallization. Indeed, between 305 °C and 500°C, the DSC curve of this composition heated at a rate of 10°C/min exhibits no crystallization peak. The linear refractive index of the glass is 2.250 at 1550 nm and the nonlinear refractive index  $n_2$  is  $3.2 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$  at 1064 nm from non linear imaging measurements [19-20]. This value corresponds to 120 times the non linearity of silica glass which is  $2.7 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  at 1064 nm [21]. At this wavelength, the non linear absorption coefficient of the 2S2G glass is equal to 0 cm/GW.

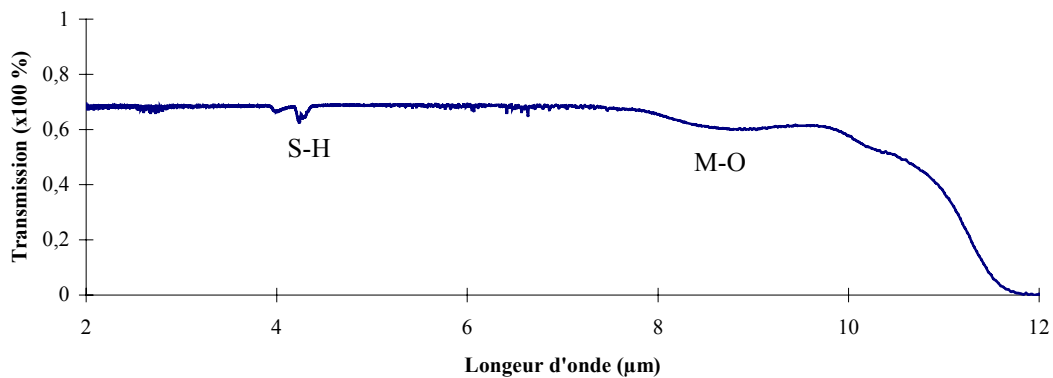


Figure 1 : Infrared transmission spectrum of S2G2 glass, thickness = 3 mm

## 2.2 Mono-index optical fibers elaboration and optical characterization.

In order to obtain a mono-index optical fiber from the S2G2 glass we stretch a glass rod on a drawing tower. For this purpose we firstly synthesize a glass rod with a diameter of typically 12 mm as described previously (paragraph 2.1). This rod is then fixed on the motion set up of the drawing tower (figure 2). The extremity of the rod is heated above  $T_g$  until the softening of the glass. A drop is formed which flow down under the effect of the gravity. The obtained fiber is then fixed on the drum which rotation allows the drawing of the glass rod [19; 22]. The diameter of the mono index optical fiber drawn by this way is controlled by the drum speed. It is typically 200  $\mu\text{m}$ , but can varied from below 100  $\mu\text{m}$  until several hundreds of microns. Several hundreds of meters of fiber are thus drawn. The fiber is then optically characterized by the cut back method with a the help of a FTIR spectrophotometer between 1.5  $\mu\text{m}$  and 15  $\mu\text{m}$  [23]. The typical attenuation curve of the S2G2 glass mono-index optical fibers is presented figure 3. The minimum of attenuation is 0.2 dB/m around 2.7  $\mu\text{m}$ . Several extrinsic absorption bands are present, especially those associated with the S-H vibration which are due to a reaction between the glass and the remaining water in the batch.

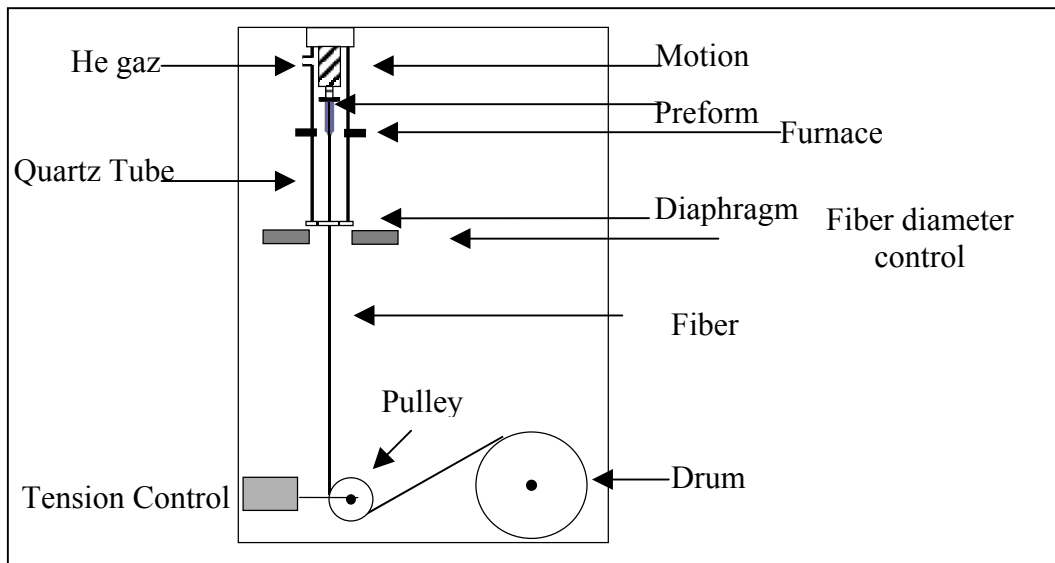


Figure 2 : Drawing tower.

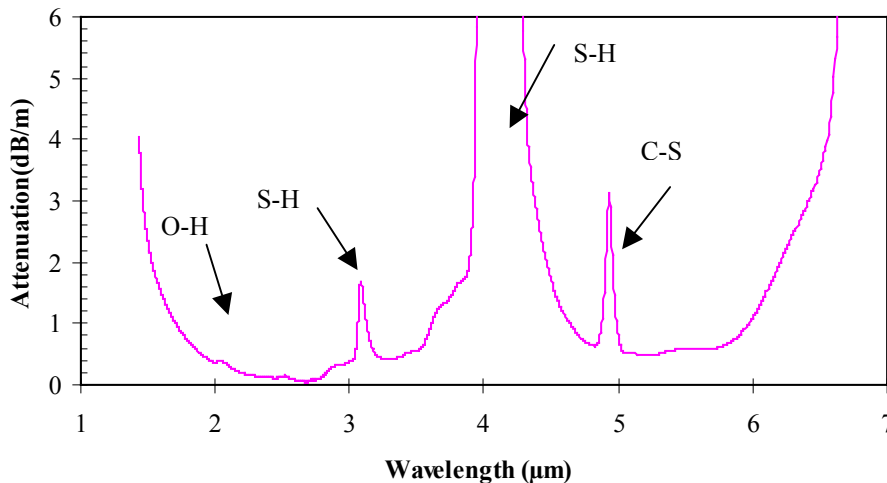


Figure 3 : Attenuation curve of a S2G2 glass mono-index optical fiber.

### 2.3 Holey fiber elaboration.

The elaboration of a holey optical fiber is realized through the stack and draw technique which consists to draw a preform presenting the required geometrical arrangement of air holes around a solid glassy core [24-25]. To obtain this preform, we stack an arrangement of glass capillaries in a hexagonal lattice of several rings around a central cylindrical core, this stack being jacketed by a glass tube. This stack and draw process enables the realisation of complex structures. Indeed, it is possible to stack many rings of capillaries. What's more, the capillaries can be of different sizes. The process is reproducible and allows preservation of the geometry during the drawing. It has been proved that several rings are necessary to seriously diminish guiding losses [26-27]. In the present paper, we report the elaboration of holey fibers from the S2G2 chalcogenide glass with structures based on three rings of holes. For the stack and draw process purpose, it is necessary to prepare a S2G2 glass rod and two S2G2 glass tubes as described previously (paragraph 2.1). The tubes are obtained by the rotational casting technique : the glass melt in its silica ampoule is carried at 700°C and then taken out the furnace and spun at 3000 rpm at room temperature in a stainless steel mould (figure 4a). During rotation, the cooling occurs, the viscosity increases and the formation of a vitreous tube is obtained after a few minutes (figure 4b). The tube size is typically 12cm x 12mm x 5mm (length x outer diameter x inner diameter).

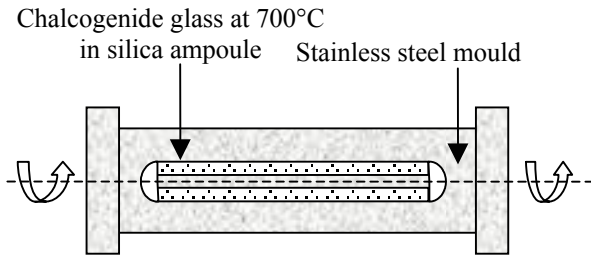


Figure 4a : Rotational casting set up

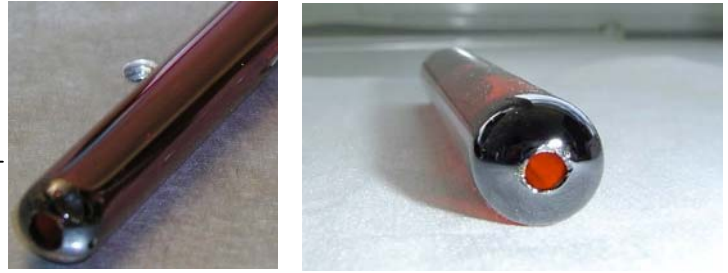


Figure 4b : Chalcogenide glass tubes obtained by rotational casting

The glass rod with an external diameter of 12 mm is stretched on the drawing tower to obtain a stick of typically 665  $\mu\text{m}$  in diameter. A sample of 12 cm long is cut from this stick to serve as the core of the holey fiber. One of the glass tubes is also stretched on the drawing tower to an external diameter of 665  $\mu\text{m}$ . The S2G2 glass capillaries of 12 cm long are then cut from this stretched tube and are stacked in hexagonal lattice around the core, in three different rings, corresponding to 36 capillaries. The stack is jacketed by the second glass tube (figure 5). The assembling is placed on the drawing tower and the external tube is collapsed on the stack by a fast translation through the hot furnace so that the glass reach a temperature around 100°C above  $T_g$ . These different steps lead to the elaboration of the preform. The S2G2 glass holey fiber is then drawn from this preform on the drawing tower at a speed of typically 5m/min and to an external diameter around 145  $\mu\text{m}$ . A variable gas pressure set up enables precise control of hole size during the drawing.

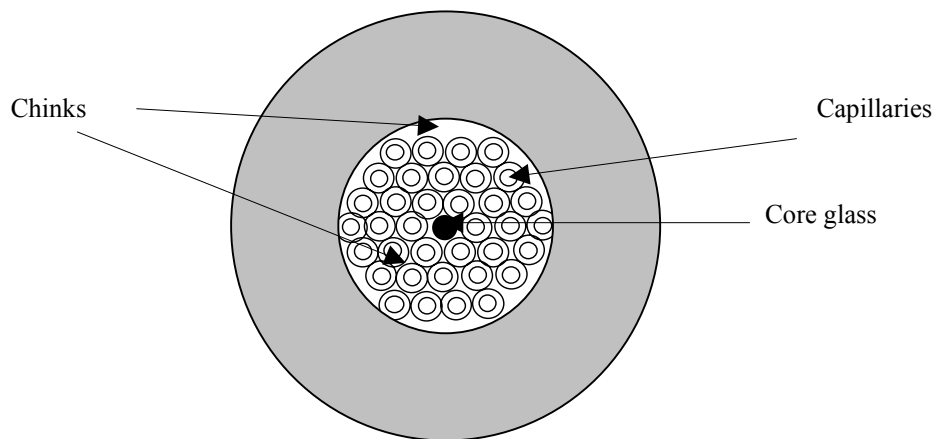


Figure 5 : Schematic view of an hexagonal stack of three rings of capillaries around a central core, surrounded by a jacketing tube.

### 3. RESULTS AND DISCUSSION

Several experiments have been conducted in order to achieve photonic crystal fibers from the sulfide S2G2 glass. Two of these attempts are presented in this paper and illustrates the improvements that have been achieved in the elaboration of sulfide glass holey fibers. The figure 6 presents two pictures of a holey fiber (HF 1) obtained from a hexagonal lattice constituted of three rings of capillaries around a solid core. The external diameter of fiber HF 1 is 145  $\mu\text{m}$ . One picture came from an observation with a light microscope and the second from a scanning electronic microscope (SEM). One can observed from the pictures of the section of the fiber that more than 36 holes are present across the fiber. The external holes are also much larger than the other ones. The holes in excess came from the chinks existing between the capillaries when they are stacked (figure 5). The collapsing of the external tube was not sufficient in this case to fill them up in the jacketing step of the elaboration of the preform. For the same reason, the chinks present between the last ring of capillaries and the external tube were open. These chinks are the largest of the preform in this kind of stack (figure 5) and the gas pressure used during the drawing of the fiber leads preferably to their growth.

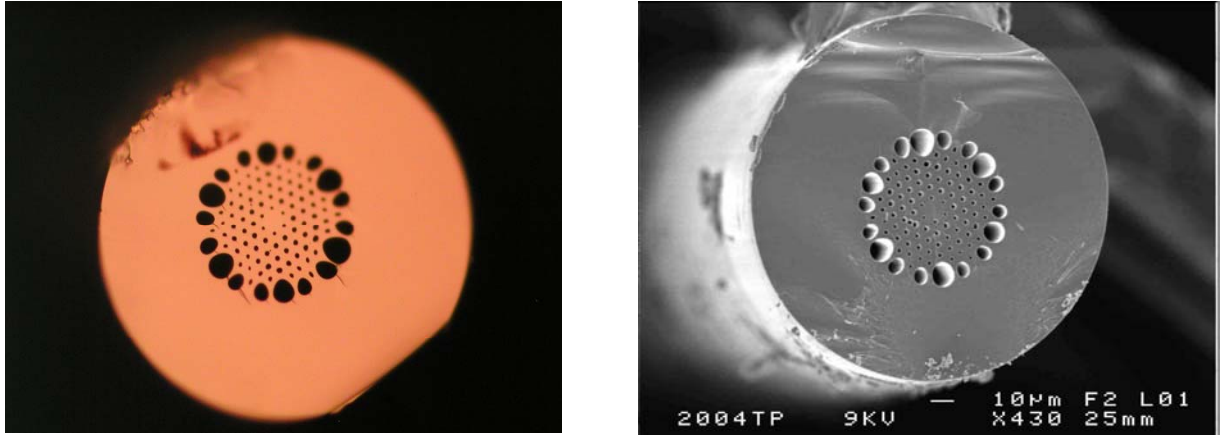


Figure 6 : Two pictures of the section of holey fiber HF 1.

The design of the preform of holey fiber HF 1 has been chosen so that the ratio  $d/\Lambda$  is equivalent to 0.42. In this parameter,  $d$  is the hole diameter and  $\Lambda$  is the pitch, corresponding to the distance between the centers of two adjacent holes. A holey fiber presenting a  $d/\Lambda$  parameter with  $d/\Lambda \leq 0.42$  exhibits an endlessly single mode propagation behavior, and this whatever the refractive index of the glass [28]. Of course, in fiber HF 1 and because of the insufficient jacketing, the presence of holes in excess as well as the variability of holes diameters disrupt this parameter. However, the optical characterization of the fiber indicates a monomode operation. Indeed, the output profile of guided modes at 1550 nm are investigated using a near field measurement. Light from a broadband source at 1550 nm is injected into the S2G2 glass holey fiber HF 1 via a standard silica single mode fiber. An indium metal coating is applied on the surface of the HF 1 fiber to suppress cladding modes. The output beam of the HF1 fiber is then imaged onto an infrared camera (figure 7a). The figure 7b shows the accurate gaussian fit of this profile, indicating a monomode behavior. The mode field diameter (MFD) at  $1/e^2$  of maximum intensity is measured to be 8.3  $\mu\text{m}$ , comparable to the MFD of the conventional silica single mode fiber.

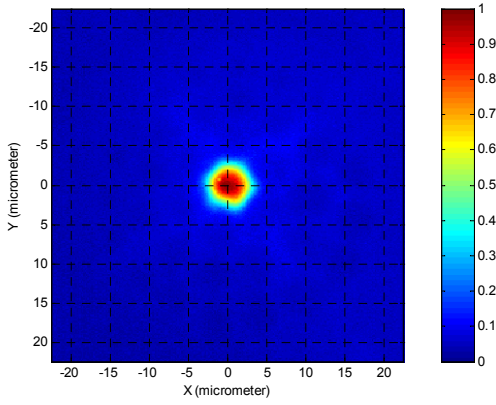


Figure 7a : Image of the output beam of HF1 fiber.

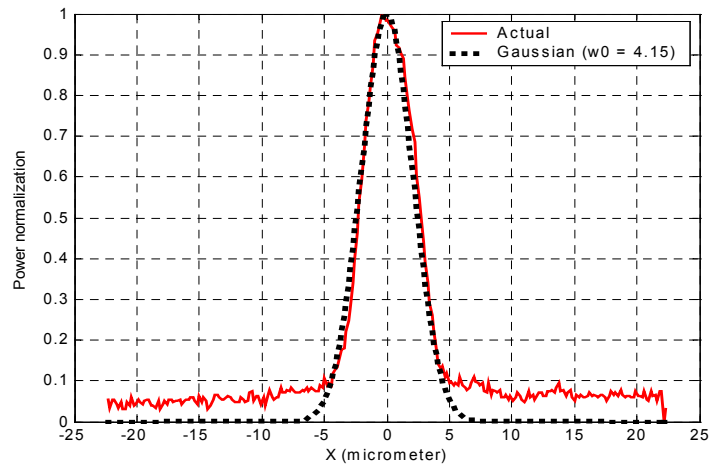


Figure 7b : Gaussian fit (dotted line) of the output beam of HF1 fiber.

Another 3 rings Holey Fiber (HF 2) with an external diameter of  $137 \mu\text{m}$  has been elaborated under the same experimental conditions, but with a better control of the jacketing step, allowing a better collapse of the external tube on the stack of capillaries. The chinks are in this case almost completely filled. Just few of them are not totally closed as it can be seen on a light microscope picture (figure 8a). They are especially those situated at the circumference of the capillaries stack, between the third ring and the external jacketing tube, corresponding to the largest free spaces of the preform (figure 5). The pitch  $\Lambda$  is in this case  $7.7 \mu\text{m}$  and the diameter of the holes  $d$  is  $4.85 \mu\text{m}$ . The corresponding ratio  $d/\Lambda$  is thus 0.63. This indicates a multimode guiding at  $1550 \text{ nm}$  even with only three rings of holes [28]. The holey fiber HF 2 is then characterized in the near field using the same procedure as described previously with only the excitation of the fundamental mode (figure 8b). Following a Gaussian approximation experimental measurements give the mode field diameter (MFD) at  $9.3 \mu\text{m}$  on the x-axis and  $9.66 \mu\text{m}$  on the y-axis.

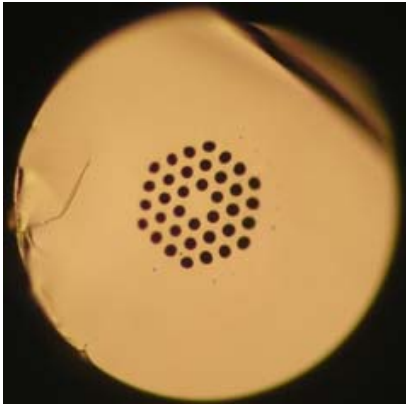


Figure 8a: Picture of the cross section of S2G2 glass holey fiber HF2.

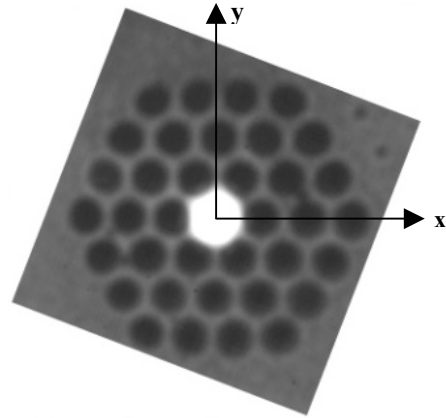


Figure 8b: Near field observation of the guided beam at  $1.55 \mu\text{m}$  in holey fiber HF 2.

In this work, we present the elaboration of two chalcogenide holey fibers presenting three rings of holes, one single mode and the second multimode. To the best of our knowledge, this work is the first demonstration of the stack and draw technique applied to the elaboration of a multi-layer index guiding holey fiber based on a sulfide



Ge<sub>20</sub>Ga<sub>5</sub>Sb<sub>10</sub>S<sub>65</sub> glass. We have focused here on the manufacture of holey fibers with a mode field diameter near that of standard MFD of single mode silica fiber in order to facilitate the coupling with a SMF28 fiber.

We believe that this work can be developed to produce very small MFDs with only 3 or 4 rings of holes. Indeed, the high index of refraction of chalcogenide glasses enables a better confinement of the light. For example, a 4 rings holey fiber elaborated from a high index glass ( $n=2.5$ ) with a parameter  $d/\Lambda=0.4$  and a pitch  $\Lambda=2.3\text{ }\mu\text{m}$ , exhibits guiding losses below 5 dB/km at  $\lambda=1550\text{nm}$  as calculated from the multipole method [29]. These guiding losses are significantly lower than the actual 1-2 dB/m Ga<sub>5</sub>Ge<sub>20</sub>Sb<sub>10</sub>S<sub>65</sub> fiber losses around 1550 nm (figure 3). Such a structure could be of significant interest for the realization of compact non linear devices, associated to the high intrinsic non linear refractive index of the S2G2 glass (120 times higher than that of silica glass).

On the other hand, this work can also be pursued towards the development of single mode holey fibers with large mode field diameters for power laser transmission in the atmospheric window between 3 and 5  $\mu\text{m}$ , at the condition that the extrinsic S-H absorption band should be drastically reduced. Different attempts are actually in progress in these two directions.

#### 4. CONCLUSION

Several holey fibers base on the Ge<sub>20</sub>Ga<sub>5</sub>Sb<sub>10</sub>S<sub>65</sub> chalcogenide glass have been elaborated. We demonstrate the possibility of complex structures achievements, up to 3 rings of holes, using the stack and draw process. We believe that the combination of this technique with the remarkable linear and non linear optical properties of chalcogenide glasses holds great potential for the realization of both small and large effective area fibers, with applications not only around 1550 nm but also in the mid infrared window, up to 6  $\mu\text{m}$  in the case of sulfide glasses. In future work, we plan to improve the purity of our chalcogenide glasses and our drawing process in order to reduce the overall losses.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

Many thanks to Georges Boudebs, from the POMA Laboratory, UMR CNRS 6136, University of Angers in France for non linear measurements, and to Gilles Renversez from Institut Fresnel, UMR CNRS 6133, Université Paul Cézanne Aix-Marseille, Marseille in France, for theoretical calculations on chalcogenide holey fibers.

We acknowledge also the french DGA for its support through the grant : "Fibres microstructurées à base de verres de chalcogénures – Transport de faisceaux de puissance à guidage monomode entre 3 et 5  $\mu\text{m}$ ".

#### REFERENCES

1. F. Smektala, C. Quemard, V. Couderc, A. Barthelemy, "Non-linear optical properties of chalcogenide glasses measured by Z-scan ", J. of Non-Cryst. Solids, **274** (200) 232-237.
2. J. Troles, F. Smektala, G. Boudebs, A. Monteil, B. Bureau, J. Lucas, "Chalcogenide glasses as solid state optical limiters at 1.064 $\mu\text{m}$ ", Opt. Mater. **25** (2004) 231-237.
3. J. Sanghera, R.E. Slusher, "Large Raman gain and nonlinear phase shifts in high purity As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fibers", J. Opt. Soc. Am. B, **21**, 6 (2004) 1146-1155.
4. K. Michel, B. Bureau, C. Boussard-Plédel, T. Jouan, J.L. Adam, K. Staubmann and T. Bauman, "Monitoring of pollutant in waste water by infrared spectroscopy using chalcogenide glass optical fibers", Sensors and Actuators B, **101**, 1-2 (2004) 252-259.
5. M.F. Churbanov, I.V. Scripachev, V.S. Shiryayev, V.G. Plotnichenko, S.V. Smetanin, E.B. Kryukova, Yu.N. Pyrkov, B.I. Glagan, "Chalcogenide glasses doped with Tb, Dy and Pr ions", J. of Non-Cryst. Solids **326&327** (2003) 301-305.
6. F. Smektala, K. Le Foulgoc, L. LeNeindre, C. Blanchetière, X. H. Zhang, J. Lucas, "TeX-Glass infrared optical fibers delivering medium power from a CO<sub>2</sub> laser", Opt. Mater. **13** 2 (1999) 271-6.
7. F. Smektala, B. Bureau, J.L. Adam, J. Lucas, "Infrared waveguides for applications in telecommunications and chemical or biochemical sensors", J. Phys IV **12** (2002) 41-51.



8. J. Nishii, T. Yamashita, T. Yamagishi, "Chalcogenide glass fiber with a core-cladding structure", *Appl. Optics* **28** (1989) 5122-6.
9. P. Houizot, F. Smektala, V. Couderc, J. Troles, L. Grossard, "Selenide glass single mode optical fiber for non linear optics", *Opt Mater.* to be published (2006).
10. T.A. Birks, P.J. Roberts, P.St.J. Russel, D.M. Atkin, T.J. Sheperd, "Full 2D photonic bandgap in silica/air structures" *Electron. Lett.* **31** (22) (1995) 1941-1943.
11. H. Ebendorff-Heidepriem, P. Petropoulos, R. Moore, K. Frampton, D.J. Richardson and T.M. Monro "Fabrication and optical properties of lead silicate glass holey fibers", *Journal of Non-Cryst. Solids* **345-346** (2004) 293-296.
12. T.M. Monro, Y.D. West, D.W. Hewak, N.G.R. Broderick, D.J. Richardson, "Chalcogenide Holey Fibres", *Electron. Lett.*, **36** (24) (2000) 1998-2000.
13. T.M. Monro, D.J. Richardson, "Holey optical fibres: Fundamental properties and device applications", *C.R. Phys.* **4**, (2003) 175-186.
14. G. Renversez, B. Kuhlmeiy and R. McPhedran, "Dispersion management with microstructured optical fibers: ultraflattened chromatic dispersion with low losses", *Opt. Lett.*, **28** (12) (2003) 989-991.
15. T.A. Birks, J.C. Knight, P.St.J. Russel, "Endlessly single mode photonic crystal fiber", *Opt. Lett.* **22** (1997) 961-963.
16. Y. Guimond, J.L. Adam, A.M. Jurdyc, H.L. Ma, J. Mugnier, B. Jacquier, "Optical properties of antimony-stabilised sulphide glasses doped with Dy and Er ions", *Journal of Non-Cryst. Solids*, **256&257** (1999) 378-382.
17. F. Smektala, C. Quémar, L. LeNeindre, J. Lucas, A. Barthélémy, C. De Angelis, "Chalcogenide glasses with large non-linear refractive indices," *J. Non-Cryst. Solids* **239** (1998) 139-42.
18. C. Quemard, F. Smektala, V. Couderc, A. Barthélémy, J. Lucas, "Chalcogenide glasses with high non linear optical properties for telecommunications," *J. Phys. Chem. Solids* **62** (2001) 1435-40.
19. F. Smektala, J. Troles, P. Houizot, T. Jouan, G. Boudebs, S. Cherukulappurath, V. Couderc, P. A. Champert, "Third order non linearities of sulfur and selenide glasses at telecommunication wavelengths", *SPIE* **5451** (2004) 347-353.
20. G. Boudebs, S. Cherukulappurath, "Nonlinear optical measurements using a 4f coherent imaging system with phase objects", *Phys. Rev. A* **69** (5B) (2004).
21. E.M. Vogel, *J. Am. Ceram. Soc.* **72** (1989) 719-24.
22. L. Le Neindre, F. Smektala, K. Le Foulgoc, X. H. Zhang, J. Lucas, "Tellurium halide optical fibers" *J. Non-Cryst. Solids* **242** (1998) 99-103.
23. R. G. May, K.D. Bennett, "Ultra-low loss optical fiber characterization system development" *Gov. Rep. Announce US Report Avail. NTIS.* 90 (1990).
24. J.C. Knight, T.A. Birks, P. St J. Russell, D.M. Atkin, "All-silica single mode optical fiber with photonic crystal cladding" *Optics Lett.* **21** (19) (1996) 1547-1549.
25. P. St J. Russell, "Photonic Crystal Fibers" *Science* **299** (5605) (2003) 358-362.
26. T.P. White, B.T. Kuhlmeiy, R.C. McPhedran, D. Maystre, G. Renversez, C. Martijn de Sterke, L.C. Botten, "Multipole method for microstructured optical fibers. I. Formulation.", *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics* **19**(10) (2002) 2322-2330.
27. B.T. Kuhlmeiy, T.P. White, G. Renversez, D. Maystre, L.C. Botten, C. Martijn de Sterke, R.C. McPhedran, "Multipole method for microstructured optical fibers. II. Implementation and results", *Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics* **19**(10) (2002) 2331-2340.
28. G. Renversez, F. Bordas, B.T. Kuhlmeiy, "Second mode transition in microstructured optical fibers : determination of the critical geometrical parameter and study of the matrix refractive index and effects of cladding size", *Optics Lett.* **30** (11) (2005) 1264-6.
29. F. Bordas, L. Provino, G. Renversez, "High index microstructured optical fibers : losses and chromatic dispersion of fundamental mode and secon mode cut-off, comparison with silica », *Proc. Journées Nationales d'Optique Guidée, Société Française d'Optique*, (2004), Paris, France, 230-2.

## 13C5-3

# Dispersion and nonlinear coefficient measurements in optical fibres using soliton-effect compression

T. N. Nguyen (1), T. Chartier (1), M. Thual (1), P. Rochard (1), L. Provino (2), A. Monteville (2), N. Traynor (2), V. Gaillard (3), C. Lupi (3), D. Leduc (3)

1: UMR FOTON, ENSSAT, 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion, France; [Thanh-Nam.Nguyen@enssat.fr](mailto:Thanh-Nam.Nguyen@enssat.fr)

2: PERFOS, 11 rue de Broglie, 22300 Lannion, France, [ntraynor@perfos.com](mailto:ntraynor@perfos.com)

3: Universite de Nantes, Nantes Atlantique Universites, IRENA, EA1770, Faculte des Sciences et des Techniques, 2 rue de la Houssiniere - BP 9208, Nantes, F-44000 France., [Dominique.Leduc@univ-nantes.fr](mailto:Dominique.Leduc@univ-nantes.fr)

**Abstract** We present a novel and simple method to measure both the value of the second-order dispersion coefficient and the nonlinear coefficient in optical fibres. This method is based on the higher-order soliton-effect pulse compression phenomenon.

### Introduction

Nonlinear pulse propagation in optical fibres is influenced by both the group-velocity dispersion parameter  $D$  and the nonlinear coefficient  $\gamma$  [1]. The knowledge of both of these parameters is essential for a wide range of applications including optical transmission, nonlinear fibre optics or mode-locked fibre lasers. The recent development of highly-nonlinear holey fibres allows a broad range of values for these parameters to be covered ( $D$ ,  $\gamma$ ). Simple and efficient methods for the simultaneous measurement of both  $D$  and  $\gamma$  are therefore of great interest for the manufacturers or the users of these kinds of fibres. Some methods for the simultaneous measurement of  $D$  and  $\gamma$  are based on four-wave mixing [2,3] or modulation instabilities [4,5], but are only valid for low-dispersion fibres (around the zero-dispersion wavelength). The method proposed in Ref. [6] is valid for any value of the dispersion but requires non-conventional features like a frequency resolved optical gating technique and a numerical minimization algorithm.

In this paper we report a novel and simple method for the simultaneous measurement of the dispersion parameter  $D$  and the nonlinear coefficient  $\gamma$  for all types of fibres in the anomalous dispersion regime.

This method is based on higher-order soliton pulse compression effect and is an extension of the method proposed in Ref. [7].

### Theory

In the anomalous dispersion regime, the soliton effect occurs as a result of the interplay between the group-velocity dispersion (GVD) and self-phase modulation.  $N$ -th-order solitons follow a periodic evolution pattern along the fibre such that they are periodically compressed by a factor that depends on the soliton order  $N$  given by [1]

$$N^2 = \frac{2\pi\gamma P_0 T_0^2}{\lambda_0^2 D} \quad (1)$$

where  $c$  is the speed of light in vacuum,  $T_0$  the pulse duration,  $P_0$  the input peak power and  $\lambda_0$  the wavelength. Previous work has shown that, for a given fibre length  $L$ , it is possible to find, by adjusting the peak power  $P_0$ , the lowest soliton order  $N$  that leads to the maximum compression of the output pulse [7,8]. In this case, the shape of the compressed output pulse depends only on the value of the soliton order  $N$  (depending itself on  $D$  and  $\gamma$ ) and the relation between  $L$  and  $N$  is expressed by an empirical equation as follows [9]

$$L \left( \frac{\lambda_0}{\pi T_0} \right) D = \frac{0.32}{N} + \frac{1.1}{N^2} \quad (2)$$

We propose a simple method, related to the shape of the autocorrelation trace of the compressed pulse, to extract the values of  $D$  and  $\gamma$ . The first parameter we measure is the compression factor  $F_a$ , defined as the ratio between the full width at half maximum of the initial and compressed pulses (see Fig. 1). The second parameter is the ratio  $R_a$ , defined as the ratio between the level of the main peak and the level of the secondary peaks of the compressed pulse (see Fig. 1). The last parameter is the peak power  $P_0$  of the initial pulse. Similar to the work in Ref. [9], we have found approximate empirical relations to extract the values of  $D$  from the measured values of  $F_a$ ,  $R_a$  with good accuracy.

$$L \left( \frac{\lambda_0}{\pi T_0} \right)^2 D \approx -\frac{3.224}{F_a^3} + \frac{3.373}{F_a^2} + \frac{1.774}{F_a} - 0.007 \quad (3)$$

$$L \left( \frac{\lambda_0}{\pi T_0} \right)^2 D \approx -\frac{9.775}{R_a \sqrt{R_a}} + \frac{18.075}{R_a} - \frac{11.347}{\sqrt{R_a}} + 2.438 \quad (4)$$

The method we propose works as follows. For a given length  $L$  of an anomalous dispersion fibre, by adjusting the power of a launched soliton pulse of duration  $T_0$  at wavelength  $\lambda_0$ , we obtain the soliton order  $N$  that leads to the maximum pulse compression. Then, we measure the compression factor  $F_a$  (method A) and the ratio  $R_a$  (method B). According to equation (3), the value of  $F_a$  gives a value of dispersion which we shall call  $D_A$  and, according to equation (4), the value of  $R_a$  gives a value which we shall call  $D_B$ . In the ideal case (measurement without error)  $D_A$  and  $D_B$  are identical

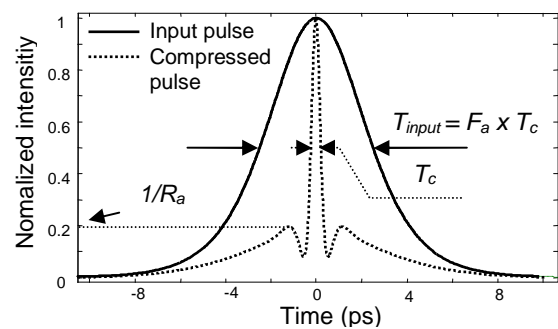


Fig. 1. Theoretical autocorrelation traces of an input pulse and a compressed pulse and definition of  $F_a$  and  $R_a$

In fact, both values of  $D$  obtained with method A and method B can differ because they are obtained using approximate relations. Moreover, in these relations no impact of cubic dispersion, attenuation and higher-order nonlinearity are included.

Calculations of  $D_A$  and  $D_B$  when taking into account the effect of third order dispersion ( $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$ ), the effect of fibre loss ( $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$ ), the effect of self steepening and stimulated Raman scattering ( $T_R = 3 \text{ fs}$ ) are carried out numerically. Fig. 2(a) shows the relative error between the theoretical values and the calculated

values of dispersion over a wide range of dispersion (from 0.2 ps/km/nm to 100 ps/km/nm). We note that these effects have a detrimental influence on the accuracy of the methods for the lower values of dispersion ( $D < 1$  ps/km/nm). We also note that the errors of each method are of the opposite sign. This can be explained as follows. When an output pulse is more compressed than in the ideal case (the measurement of  $F_a$  is over-estimated), the quality of the compressed pulse decreases [1] (the main peak is lower and the side-peaks are higher) and the measured value of  $R_a$  is under-estimated. Conversely, when an output pulse is less compressed than the ideal case,  $F_a$  is under-estimated and  $R_a$  over-estimated. By taking the average value of dispersion calculated from the two methods we have the final value of dispersion with an error less than 1% for  $D > 1$  ps/km/nm and less than 6% for  $D > 0.5$  ps/km/nm (see Fig. 2(b)).

Replacing the value of  $D$  in relation (2) allows us to determine  $N$ . Introducing the value of  $D$  and  $N$  in relation (1) allows us to find  $\gamma$ . The accuracy in the calculation of  $\gamma$  is on the same order than for  $D$  (Fig. 2(b)).

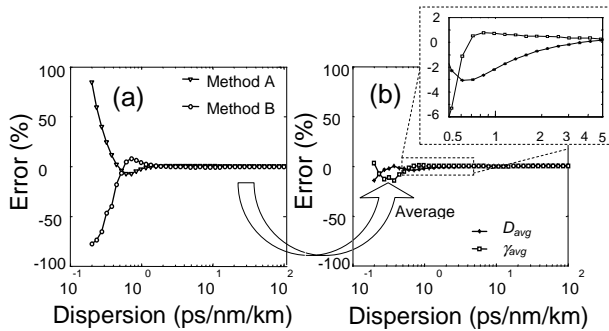


Fig.2. Errors in the calculation of  $D$  when the real effects are taken into account (a) and the averages (b)

### Experiment and results

We performed dispersion and nonlinear coefficient measurements with a 30.5 m-long nonlinear holey fibre (NHF) fabricated by PERFOS. This fibre is a 5 ring silica NHF with an attenuation of 10 dB/km. The splice loss with standard single mode fibre (SMF) is around 1.5 dB. The experimental setup is shown in Fig. 3. The laser source is a passively-mode-locked tunable fibre laser working in soliton regime in the C band. Its repetition rate is 19.3 MHz. The mean power launched in the NHF is controlled with a power meter at the output of the 3 dB coupler.

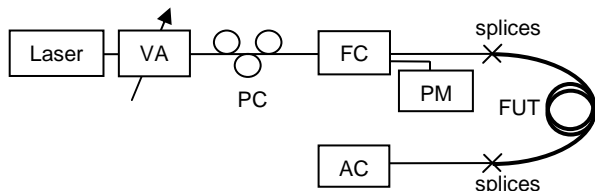


Fig. 3. Experimental set-up. VA: variable attenuator, PC: polarisation controller, FC: 3 dB fibre coupler, PM: power-meter, AC: Auto-correlator, FUT: fibre under test

We adjust the laser to have output pulses of  $T_0 = 6.24$  ps at a wavelength  $\lambda_0 = 1555$  nm. The peak power of pulses launched in the fibre for maximum compression is 3.8 W.

From the autocorrelation traces we find  $F_a = 20.7$  and  $R_a = 3.9$ . Therefore, the value of dispersion  $D$  and nonlinear coefficient  $\gamma$  are 112.5 ps/km/nm and  $44 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  respectively. Before comparing these results with other conventional methods, we also performed the measurement on a 304 m-long SMF. The wavelength is set to  $\lambda_0 = 1560$  nm and the pulse duration is  $T_0 = 8.5$  ps. The procedure of measurement is the same as above and we obtain  $P_0 = 13.5$  W,  $F_a = 26.2$ ,  $R_a = 3.8$ . The dispersion is found to be  $D = 17.2$  ps/km/nm and the nonlinear coefficient  $\gamma = 1.4 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ .

The comparison between our results and the results obtained by conventional methods are summarized in table 1. The reference method used to measure the dispersion is the low coherence interferometry method [10]. The reference method used to measure the nonlinear coefficient is based on the measurement of the effective area of the optical fibre, knowing the nonlinear refractive index  $n_2$  of silica [1].

Fibre	$D_{Ref}$ (ps/km/nm)	$D$ (ps/km/nm)	$\gamma_{Ref}$ ( $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ )	$\gamma$ ( $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ )
NHF	115	112.5	44.2	44
SMF	17.6	17.2	1.4	1.4

Table 1. Results of dispersion and nonlinear coefficient measurements of NHF at 1555 nm and SMF at 1560nm.

We find good agreement between our measured values and the values measured by other conventional methods, indicating that our method is valid and reliable.

### Conclusions

We have proposed a novel and simple method for simultaneous measurement of both the dispersion and the nonlinear coefficient of optical fibres in the anomalous dispersion regime. This method is based on the soliton-compression effect in optical fibres and is reliable for dispersion values greater than 0.5 ps/km/nm. Experimental measurements were performed and have demonstrated the accuracy and reliability of the method.

### Acknowledgements

This work is supported by the Conseil Regional de Bretagne and the European Union (Fonds Europeen de Developpement Regional).

### References

1. G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 2<sup>nd</sup> Ed., Academic Press, New York, 1995.
2. P. S. Andre et al., Microwave Opt. Technol. Lett., **34** (2002), p. 305.
3. H. Chen, Optics Commun., **220** (2003), p. 331.
4. C. Mazzali et al., IEEE Photon. Technol. Lett., **11** (1999), p. 251.
5. J. Fatome et al., Opt. Fiber Technol., **12** (2006), p. 243.
6. L. P. Barry et al., Electron. Lett., **33** (1997), p. 707.
7. T. N. Nguyen et al., ECOC 2006, paper We3.P.12.
8. L. F. Mollenauer et al., Opt. Lett., **8** (1983), p.289.
9. E. M. Dianov et al, Sov. Tech. Phys. Lett., **12** (1986), p. 311.
10. P. L. Francois et al., J. Lightwave Technol. **7** (1989), p. 500.

# Optical characterization of photonic crystal fibers by optical low coherence reflectometry and scanning near field optical microscopy

Virginie Gaillard<sup>1</sup>, Loïc Lalouat<sup>2</sup>, Cyril Lupi<sup>1</sup>, Dominique Leduc<sup>1</sup>, Laurent Provino<sup>3</sup>, Nicholas Traynor<sup>3</sup>, Thanh Nam Nguyen<sup>4</sup>, Thierry Chartier<sup>4</sup>, Frédérique de Fornel<sup>2</sup> and Christian Boisrobert<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Université de Nantes, Nantes Atlantique Universités, IREENA, EA1770, Faculté des Sciences et des Techniques, 2 rue de la Housinière - BP 9208, Nantes, F-44000 France;

<sup>2</sup>Institut Carnot de Bourgogne (ICB), Équipe Optique Champ Proche (OCP), 9 avenue Alain Savary, BP 47870, 21078 Dijon Cedex, France ;

<sup>3</sup>PERFOS, 11 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France ;

<sup>4</sup>UMR FOTON, ENSSAT, 6, rue de Kerampont, 22300 Lannion, France.

## ABSTRACT

We present the structure of photonic crystal fibers and give a characterization results in birefringence and chromatic dispersion using scanning near field optical microscopy and low coherence interferometry.

**Keywords:** Photonic Crystal Fiber, Chromatic Dispersion, Birefringence, Near-Field Optical Microscopy, Low-Coherence Interferometry

## 1. INTRODUCTION

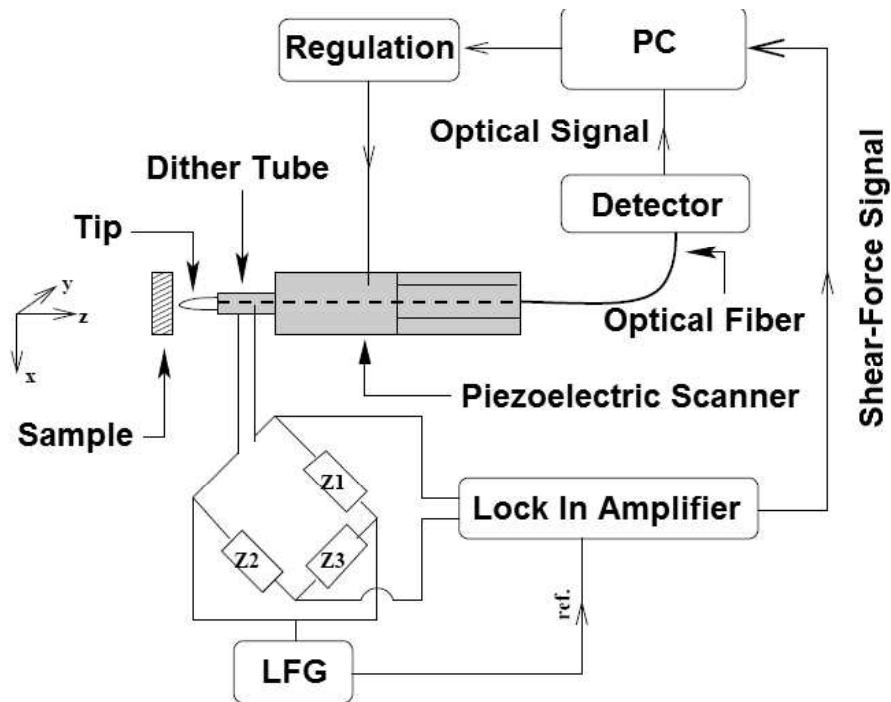
Photonic Crystal Fibers (PCF) have very specific properties which are impossible to obtain with conventional fibers. The first samples were realized in the 90's and since they kept raising an increasing interest. For example, the hollow core fibers can guide high radiant power light beams without being damaged. One of these structures would be very useful in fiber optics telecommunication systems. Most of the research activities on the fabrication process are oriented toward high non linear coefficients and low chromatic dispersion. The fabrication of this kind of fibers requires precise characterization methods. In this paper, we show that low coherence interferometry (LCI) allows to measure the chromatic dispersion and the birefringence of photonic crystal fibers and we discuss about the precision of measurements.

Two types of fibers were characterized, which will be noted "hf107" and "hf146" thereafter. The fibers "hf107" were not connected. Light was coupled to the fiber using a lensed tip fiber (gradissimo<sup>1</sup> fiber) the focal length of which is approximately 37.5  $\mu\text{m}$ . Two sections removed from the same fiber were studied. The "hf146" fiber samples were welded with high numerical aperture fibers (HNA) themselves welded with a single-mode fibers (SMF 28). Under these measurement conditions, the injection coupling into these fibers was effective. Indeed, losses between photonic crystal fibers and HNA fibers are from 1 to 4 dB depending on fibers and those between HNA fibers and SMF are of the order of 0.2 dB. Six of "hf146" fibers removed from six different fibers have been characterized. The structures of all these "hf146" fibers, consist of hexagonal arrays of air-holes. Holes diameter  $d$  range from 0.76  $\mu\text{m}$  to 1.57  $\mu\text{m}$  and the distances between the centers of two adjacents holes  $\Lambda$  from 1.27  $\mu\text{m}$  to 1.92  $\mu\text{m}$ .

## 2. SCANNING NEAR FIEL OPTICAL MICROSCOPY

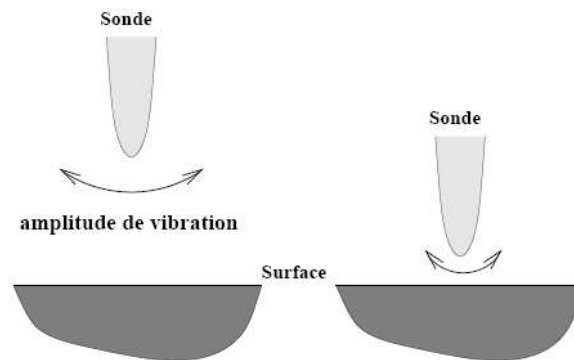
Figure 1 shows a simplified diagram of the Scanning Near field Optical Microscopy device (SNOM). The essential part of the set-up is the "probing head", represented in grey on the diagram. It is composed of a piezoelectric scanner, of a dither-tube (piezoelectric tube which permits the probe vibration) and finally of a probe (a bare optical fiber chemically attacked to obtain a tip form).

The topography of the sample surface can be obtained with the regulation itself controlled by a "shear-force" system. Figure 2 shows the principle diagram of this regulation. The farthest is the probe from the surface, the biggest is the amplitude of vibration of the probe. The regulation is carried out on this amplitude in order to record the topography of the sample. Then, to keep a scan of the surface with a constant distance, it is necessary to maintain constant the amplitude of vibration of the probe.



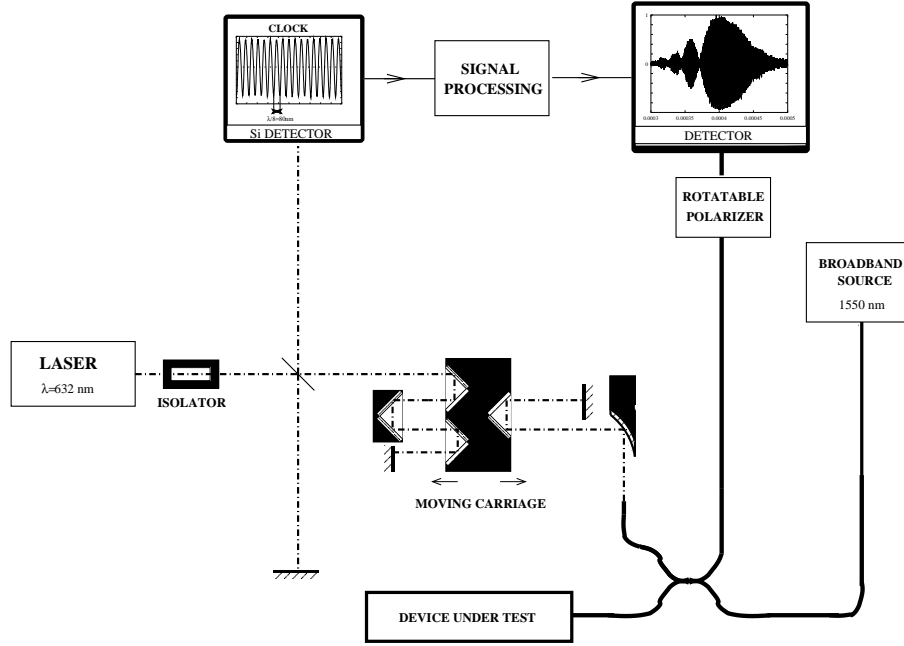
**Figure 1.** SNOM set-up.

An optical fiber used as a probe allows to record at the same time, the topography of the sample and a light distribution representation at the surface of the sample. In general, the distance between the probe and the surface ranges from 4 to 15 nm. An amplified spontaneous emission source is used to inject light into the PCF to record the light distribution on its end face.



**Figure 2.** "Shear-force" regulation principle.

### 3. LOW COHERENCE REFLECTOMETRY



**Figure 3.** Optical low-coherence reflectometer.

The reflectometer used to characterize photonic crystal fibers is made up by two Michelson-interferometers (figure 3). The first one is almost entirely constituted of single-mode fibers and uses a broadband source emitting in the wavelength range 1525-1575 nm. The incident light is splitted by a "two-by-two" fiber coupler. One of his output fiber is connected to the sample under test and the other is used as a reference arm where the propagating wave is bent on a sliding corner cube reflector and oriented toward a fixed plane mirror. Interferences due to propagatives waves into different arms of the fiber coupler are then obtained. The second Michelson-interferometer, in free space, is used as a fringe counter and samples the infrared interferogram every 80 nm ( $\lambda_{\text{He-Ne}}/8n_{\text{air}}$ ). The intensity detected during the interferogram acquisition is :

$$I(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\sigma) \tilde{r}(\sigma) e^{-8i\pi n_{\text{air}} \sigma x} d\sigma \quad (1)$$

where  $x$  is the displacement of the moving carriage,  $n_{\text{air}}$  the refraction index of the air,  $\sigma$  the wavenumber expressed in  $\text{m}^{-1}$ ,  $S(\sigma)$  the source spectral power density and  $\tilde{r}(\sigma) = r(\sigma)e^{i\Phi(\sigma)}$  the complex amplitude reflection coefficient, with  $\Phi(\sigma)$ , the phase difference between the interfering waves.

Using a Fourier transform, the real and imaginary parts of the complex reflection coefficient can be easily calculated, which permit to obtain the amplitude reflection coefficient, the signal phase and its first and second derivatives. A rotating polarizer is placed in front of the infrared detector in order to select only one polarization mode which propagates along the waveguide.

The chromatic dispersion of the sample and the phaseshift  $\phi_{\text{samp}}$  cause by this dispersion are bound by the relation :

$$D_{\sigma} = -\frac{\sigma^2}{4\pi\ell_{\text{samp}}c} \frac{d^2\phi_{\text{samp}}(\sigma)}{d\sigma^2} \quad (2)$$

where  $c$  is the light velocity. We have to withdraw the contributions of the fibers connected to the sample to determine  $\phi_{\text{samp}}(\sigma)$  from the phase  $\Phi(\sigma)$  given by (1). Two methods were used to do this depending on whether photonic crystal fibers were bare or connected to HNA fibers. In the first case, light was coupled through a

lensed tip fiber, the interferograms corresponding to rear and front faces of the sample were recorded. The phase difference produced by the sample was then obtained by subtracting the rear and front phase calculated from these interferograms. In the second case, the length of the HNA fibers was not known accurately, so two acquisitions were recorded, one before and one after a short length of fiber sample had been cut. Once the phase shifts were withdrawn during the two acquisitions we obtained the phase shift caused by the short cut sample only.

When the fiber birefringence is high enough, beat lobes can be observed in the reflection coefficient amplitude.<sup>2</sup> Indeed, in this case, there are two interferograms corresponding to the two orthogonal polarizations, separated by the distance  $\Delta n \ell_{\text{samp}}$  where  $\Delta n$  is the birefringence and  $\ell_{\text{samp}}$  the sample length. The intensity received by the detector can be expressed :  $I(x) = I_0(x) + I_0(x - 2\Delta n \ell_{\text{samp}})$  and in the Fourier domain,  $I(\sigma) = I_0(\sigma) [1 + \exp(8i\pi\Delta n \ell_{\text{samp}}\sigma)]$  with the modulus :  $\|I(\sigma)\| = \|I_0(\sigma)\| \cos(4\pi\Delta n \ell_{\text{samp}}\sigma)$ . The birefringence of the sample can then be written :

$$\Delta n = \frac{1}{2 \ell_{\text{samp}} \Delta \sigma} \quad (3)$$

where  $\Delta \sigma$  is the beat period in the spectrum. This relation can be directly used for bare fibers. For the others, the birefringence has been measured in two steps, the same way we already used and described for the chromatic dispersion measurement. The beat period has been measured before ( $\Delta \sigma_1$ ) and after ( $\Delta \sigma_2$ ) a piece of fiber was cut. The birefringence can then be expressed by :

$$\Delta n = \frac{(\Delta \sigma_2 - \Delta \sigma_1)}{2 \Delta \sigma_1 \Delta \sigma_2 \Delta \ell} \quad (4)$$

where  $\Delta \ell$  is the length of the cut piece of fiber.

The orientations of eigen axis of the fibers, noted  $0^\circ$  and  $90^\circ$  thereafter, correspond experimentally to the directions of the polarizer which reduce the beat lobes down to zero. We then have to rotate and adjust the polarizer axis along the two eigen axis to measure the chromatic dispersions corresponding to  $0^\circ$  and  $90^\circ$ . We measure the birefringence when the beat lobes amplitudes are maximum i.e. the polarizer axis tilt angle is  $45^\circ$ .

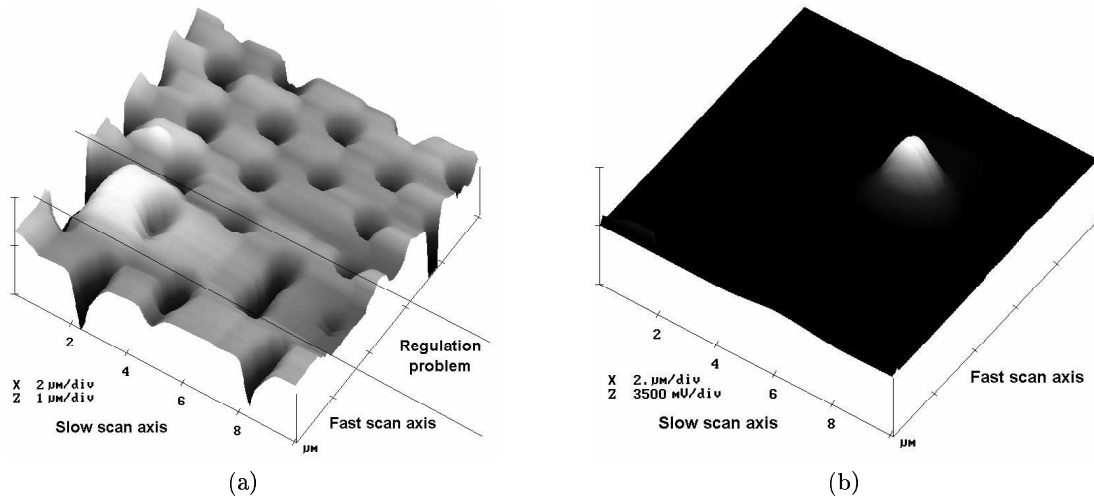
## 4. RESULTS

### 4.1. Photonic crystal fiber structure and birefringence

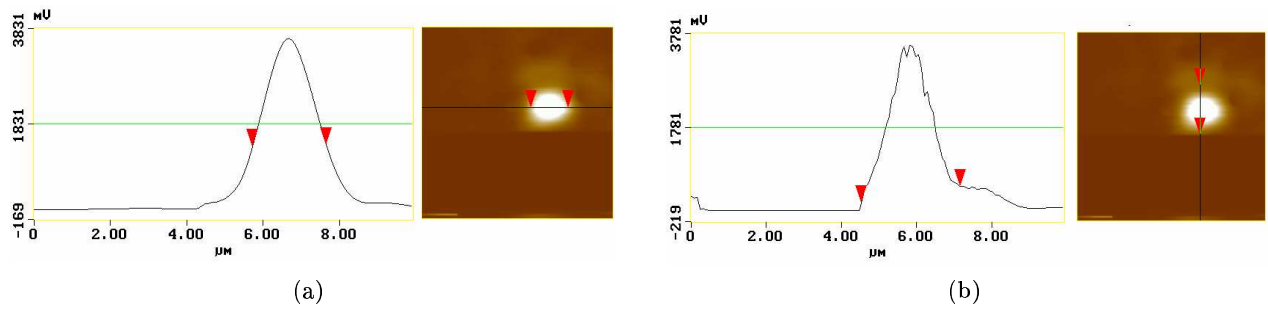
A fiber sample referenced "hf107" was analysed using Scanning Near Field Optical Microcopy. We coupled a broad spectrum light source to the sample under test (between 1525 and 1575 nm). The light intensity detected by the probe was filtered through a band pass filter centered on 1550 nm. We obtained a topography of the fiber facet surface from the servo controller even when the probe dropped into the holes by more than  $1 \mu\text{m}$  (cf figure 4(a)).

On the image presented on figure 4(b), we may notice the presence of a gaussian shape on the core location. In order to get a better knowledge of the gaussian parameters, we proceeded to two cuts, one along the fast axis of the scan (figure 5(a)), the other along the slow axis (figure 5(b)). The two gaussian "1/e" widths are 1.9 and  $1.6 \mu\text{m}$  and their respective "foot" widths are 3 and  $2.5 \mu\text{m}$ . A rectangular scan slightly below the cavity showed that the maxima of signals detected from the gaussian and from the photonic crystal were in a ratio of 10.

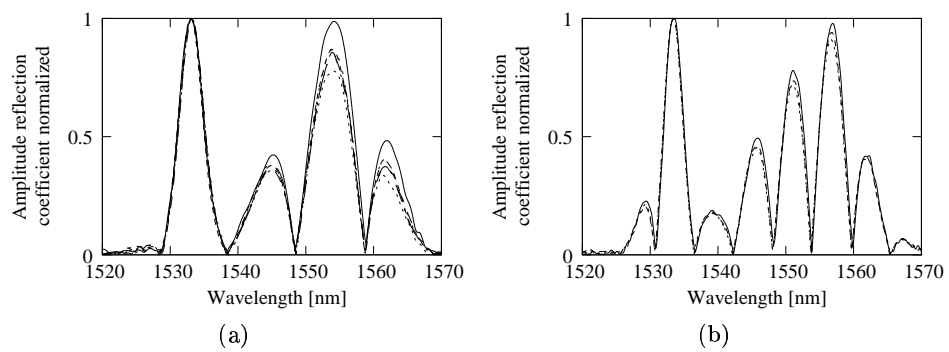
These results are in good agreement with the simulations predicting a mode diameter of  $1.74 \mu\text{m}$ . A small anisotropy in the mode shape may be observed which implies a birefringence of the fiber. This was confirmed by LCI measurements : two samples with  $L_1=53.4 \text{ cm}$  and  $L_2=93.4 \text{ cm}$  length were characterized. The amplitude reflection coefficient are plotted on figure 6. The beat lobes are respectively of the order of 10 nm and 5.8 nm, which lead, using relation (3), to a birefringence of  $(2.208 \pm 0.004) \times 10^{-4}$  at 1550 nm.



**Figure 4.** 10  $\mu\text{m}$  topographic (a) and optical (b) scans.

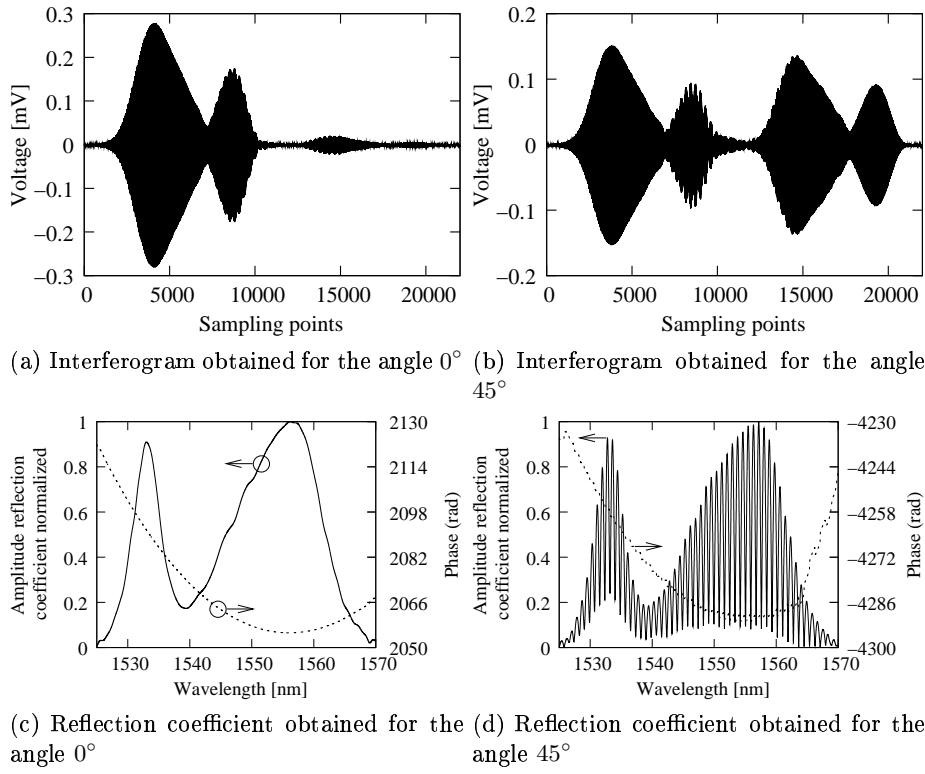


**Figure 5.** Gaussian light distribution along fast (a) and slow (b) axis scans.



**Figure 6.** Amplitude reflection coefficient of  $L_1$  and  $L_2$  fibers end faces.





**Figure 7.** Interferograms and reflection coefficients of "hf146" fiber for two states of polarization.

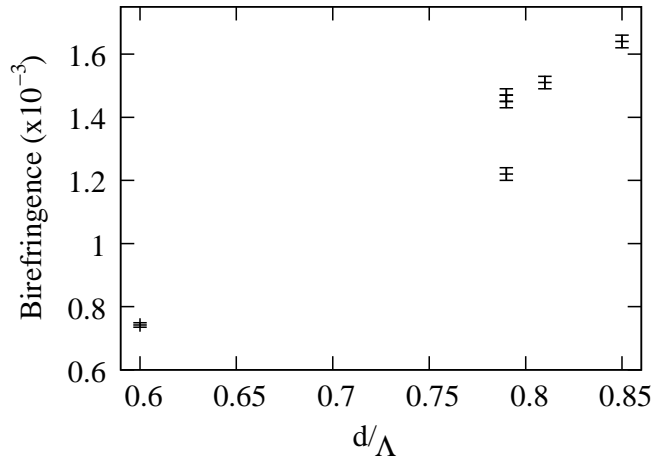
#### 4.2. Birefringence and chromatic dispersion vs fiber structure

The interferograms obtained on a "hf146" sample corresponding to  $0^\circ$  and  $45^\circ$  polarization are presented on figures 7(a) and (b). For the latter, the interferograms corresponding to the two eigenstates of polarization can be detected but only one of them remains for the angle  $0^\circ$ . These phenomenons are shown in figures 7(c) and (d), where in the second one ( $45^\circ$ ), the beat lobes are observable. The beat lobe period is much smaller in the case of the "hf146" compared to the "hf107" for the same lengths of samples, which implies that "hf146" has a higher birefringence than "hf107". Indeed, the birefringence is  $(1.45 \pm 0.02) \times 10^{-3}$  at 1550 nm.

Figure 8 shows calculated values of birefringence for different "hf146" type photonic crystal fibers. The birefringence increases with the ratio  $d/\Lambda$ . For  $d/\Lambda=0.6$ , the birefringence is equal to  $7.42 \cdot 10^{-4}$ . It is of the order of  $1.5 \cdot 10^{-3}$  for the other fibers. The absolute uncertainties on these measurements are of the order of  $1 \cdot 10^{-5}$ . The sources of uncertainties are the errors on measurements of fiber lengths and beat lobes period. In our case, the latter predominates. The error on the length is of the order of 0.5 mm, for 30 cm long samples which gives an uncertainty on the birefringence of  $10^{-6}$ . The error on the wavelength is about 10 picometers,<sup>3</sup> which corresponds to an error of  $4 \cdot 10^{-6} \mu\text{m}^{-1}$  on the wavenumber. This leads to an uncertainty on the birefringence of the order of  $10^{-5}$ , since we consider approximately fifty beat periods.

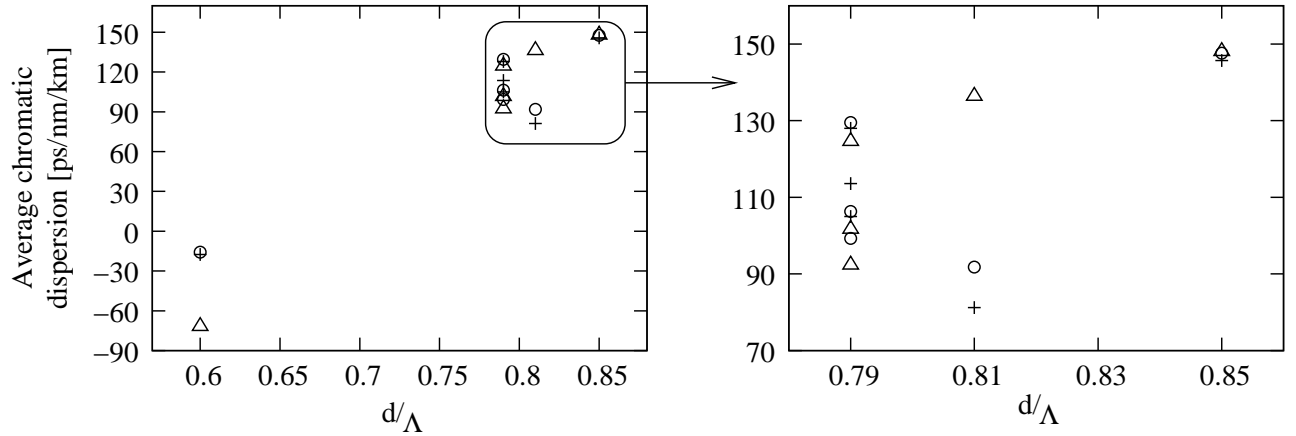
The measurement resolution is limited by the source spectral width. Two oscillations in the reflection coefficient amplitude are required to determine the birefringence. Then, the beat lobe period must be at least of 20 nm. Since the longest sample we can measure with the reflectometer is about 1 m, the smallest birefringence which can be measured is about  $6 \cdot 10^{-5}$ .

The chromatic dispersion of the different fibers were measured using methods described in section 3. Series of ten measurements for the three states of polarization were recorded. As the chromatic dispersion is calculated using Fourier transform and polynomial fitting, it is difficult to determine precisely how the uncertainties propagates through the whole numerical process. However, LCI has already been proved to give precise measurements,<sup>3,4</sup> and then it is possible to estimate the error from the range of measurements. In this case, the



**Figure 8.** Birefringence obtained for different holey fiber diameters.

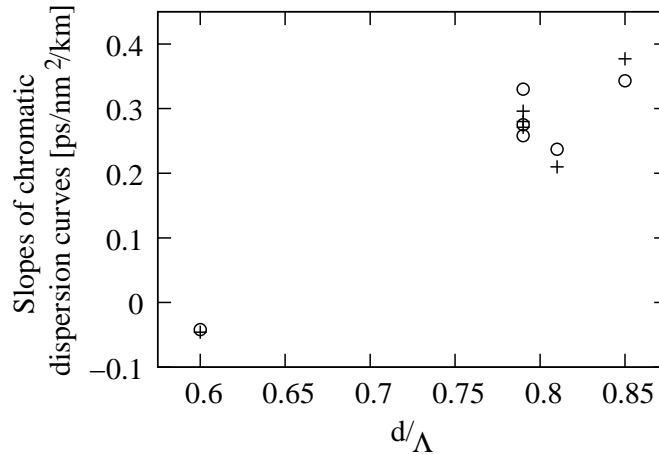
maximum deviation from the mean value is about 7 ps/nm/km. Figure 9 shows the mean chromatic dispersion at 1550 nm of different fibers for the eigenstates of polarization. From this graph, we can outline several points. First of all, all the fibers we characterized have strong dispersion ( $D_\sigma > 100$  ps/km/nm) except the one with a  $d/\Lambda$  ratio equal to 0.6 which has a weak and negative dispersion about -17.5 ps/nm/km and -15.8 ps/nm/km respectively for  $0^\circ$  and  $90^\circ$ . We must notice that these different fibers have also been measured by two other methods based on higher-order soliton pulse compression effect<sup>5,6</sup> and the chromatic dispersions then obtained are in good accordance with our values. For example, the chromatic dispersion obtained by the compression method<sup>6</sup> for a 92  $\mu\text{m}$  diameter fiber ( $d/\Lambda=0.79$ ) is about 112.5 ps/nm/km, whereas with LCI technique, it is about 113.6 ps/nm/km and 106.3 ps/nm/km for the two eigen axis of polarization. Furthermore, the fiber birefringence is related to the difference between the dispersions along the two eigen axis of the fiber. The maximum value for this difference is 10.4 ps/nm/km and drops to 1.4 ps/nm/km for the 0.6  $d/\Lambda$  ratio fiber. Finally, we can observe an increase of the dispersion with the  $d/\Lambda$  ratio, which agrees with the simulations (triangles on figure 9).



**Figure 9.** Chromatic dispersions for 1550 nm: (+) angle  $0^\circ$ , (o) angle  $90^\circ$  and ( $\Delta$ ) simulations.

The slope of the curve of dispersion is also an important parameter in telecommunication applications. This parameter has been calculated from the curves of dispersion and the values that are derived are shown in figure 10. The slopes of dispersion of the different fibers are in general around 0.25 ps/nm<sup>2</sup>/km, with an uncertainty of

$2 \times 10^{-2}$  ps/nm<sup>2</sup>/km. The different remarks done about the chromatic dispersion remain valid for the slope. There is a difference between the slopes corresponding to the two eigen axis of the fiber and an increase of the slope with the  $d/\Lambda$  ratio. For  $d/\Lambda=0.6$ , the slope of dispersion is weak and negative :  $-0.046 \pm 0.003$  ps/nm<sup>2</sup>/km for one direction of polarization and  $-0.042 \pm 0.002$  ps/nm<sup>2</sup>/km for the other.



**Figure 10.** Slopes of chromatic dispersion curves obtained for different holey fiber diameters : (+) angle 0°, (o) angle 90°.

## 5. CONCLUSION

We have shown that the birefringence of photonic crystal fibers can be characterized by LCI within  $10^{-5}$  absolute accuracy. Using a 40 nm spectral with light source, birefringence greater than  $6.10^{-5}$  can be detected on 1 m long fiber samples. We can also use LCI to characterize dispersion and dispersion slopes of these fibers with respective accuracies of 7 ps/nm/km and  $2 \times 10^{-2}$  ps/nm<sup>2</sup>/km. From the analysis of the microstructured fibers optical properties and their variations with the  $d/\Lambda$  ratios, we have shown that the chromatic dispersion and its slope would increase with the ratio  $d/\Lambda$ . Thus, the chromatic dispersion of the 0.6  $d/\Lambda$  ratio fiber is close to those of a single mode fiber in absolute value and its slope is weak. This fiber could then be interesting for telecommunications.

## REFERENCES

1. P. Chanclou, H. Ramanitra, P. Gravey, L. Bonnel, and M. Thual, "Design and performance of expanded mode fiber using micro-optic," *IEEE Journal of Lightwave Technology* **20**, pp. 808–814, 2002.
2. C. Palavicini, Y. Jaouën, G. Debarge, E. Kerrinckx, Y. Quiquempois, M. Douay, C. Lepers, A.-F. Obaton, and G. Melin, "Phase-sensitive optical low-coherence reflectometry technique applied to the characterization of photonic crystal fiber properties," *Optics Letters* **30**, pp. 361–363, Feb. 2005.
3. D. Leduc, X. Chapeleau, C. Lupi, R. Le Ny, and C. Boisrobert, "Accurate low-coherence interferometric relative group delay and reflectance measurements; characterization of a free space optics multiplexer/demultiplexer," *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics* **5**, pp. 124–128, 2003.
4. A. H. Rose, C. M. Wang, and S. D. Dyer, "Round robin for optical fiber bragg grating metrology," *Journal of Research of NIST* **105**(6), pp. 839–866, 2000.
5. T. Nguyen, T. Chartier, M. Thual, P. Besnard, L. Provino, A. Monteville, and N. Traynor, "Higher-order soliton-effect pulse compression in a non-linear holey fibre. Application to second-order dispersion measurement," *ECOC'2006, Cannes*, p. 12, sept 2006.
6. T. Nguyen, T. Chartier, M. Thual, P. Besnard, L. Provino, A. Monteville, and N. Traynor, "Une nouvelle méthode pour mesurer simultanément la dispersion et le coefficient non-linéaire de fibres optiques à dispersions positives," *JNOG 2006, Metz, France*, nov 2006.

# Long Distance Transmission Using Optical Regeneration

J-C. Simon, M. Gay, L. Bramerie, V. Roncin, M. Joindot, T. Chartier, S. Lobo, G. Girault, Q.T. Le, T.N. Nguyen,  
M.N. Ngo, *FOTON-CNRS UMR 6082*

*ENSSAT / Université de Rennes1, 6 rue Kerampont, 22300 Lannion, France*  
[simon@enssat.fr](mailto:simon@enssat.fr)

**Abstract:** Principles of 2R and 3R optical regeneration for long haul transmission systems are presented, and recirculation loop assessment experiments of this technique are reviewed and discussed.

©2008 Optical Society of America

**OCIS Codes:** (060.4510) Optical Communications; (190.5970) Semiconductor nonlinear optics included MQW

## 1. Introduction

Optical regeneration could be a key function in future optical networks since it could constitute a generic compensation for all signal degradations such as noise, timing jitter and polarization mode dispersion. It is now well accepted that the best way to assess the efficiency of a regenerator is to demonstrate a distance improvement by including the regenerator in a long distance transmission experiment with at least signal propagation before and after the regenerator and better with a cascade of regenerators.

In this paper, we discuss the impact of optical regeneration in a transmission system and review main demonstrations of long distance regenerated transmission.

## 2. Summary of main optical regeneration techniques used in long haul experiments

To illustrate the role of regeneration on noise accumulation limitation in a transmission line including a cascade of optical amplifiers, let's introduce the Bit Error Rate (BER) accumulation [1] which scales as:

$$BER \approx \exp\left(-k_1 \frac{SNR}{N}\right), \text{ for linear amplifiers} \quad (1)$$

$$BER \approx N \exp(-k_2 SNR), \text{ for perfect 3R regenerators (without timing jitter)} \quad (2)$$

Where  $SNR$  is the signal to noise ratio at the regeneration section input,  $N$  is the rank of the repeater,  $k_1$  and  $k_2$  some suitable constants. One can obviously see the advantage of avoiding noise accumulation with regenerators, as BER versus  $N$  evolves linearly.

### a) Principle of 2R, 3R, and synchronous modulation regeneration techniques

If timing jitter is negligible, simple amplification and reshaping processes, consisting in 2R regeneration, are usually sufficient to maintain signal quality over long distances by preventing from noise and distortion accumulation. A 2R regenerator mainly consists of a linear optical amplifier followed by a data-driven non-linear optical gate (NLOG) leading to an extinction ratio improvement and a partly amplitude noise reduction.

When jitter accumulation becomes a problem, 3R regeneration must be considered. In this case, a clock recovery block provides a non-jittered short-pulse clock stream, which is then modulated by a data driven non-linear optical gate block. Another technique is the synchronous modulation which is particularly efficient with 'pure' soliton pulses [2,3] but can also be adapted to dispersion managed soliton transmission systems [4] and linear systems [5]. It is based on data amplitude and phase modulation in using an optical gate driven by the recovered clock. Losses suffered by a jittered pulse through the modulator combined to line fibre non-linearities lead both to a timing jitter reduction and to an amplitude stabilisation. In the case of a linear system, pulse width variations linked to 2R regeneration were reduced thanks to the synchronous modulation. This technique generally avoids signal wavelength conversion.

### b) Non linear optical gates

Numerous devices have been proposed for optical regeneration, it is beyond the scope of this paper to give an exhaustive review of optical gates. To summarize, main NLOG suited for optical regeneration are based on optical non-linearity in glass fibre or in semiconductor devices. Most popular fibre devices are the Non-linear Optical Loop Mirror (NOLM) [6] and the Mamyshev gate [7]. The ultra-fast response of Kerr non-linearity is the major advantage of these devices, despite a high optical power required in the non-linear silica fibre for the switching operation. Regarding semiconductor optical amplifier (SOA) based devices, the use of simple cross gain modulation is limited by the gain recovery time of the SOA (unless using an architecture as the one proposed in [8] where a complementary signal limits the patterning effect). Consequently main works are reported on interferometric gates, using both phase and amplitude self- or cross- modulation effects in SOA [9-11] and saturable absorbers (SA) [12]. Considerable distance improvement ratios (DIR) have been obtained up to 40 Gbit/s in loop experiments with these compact and low consumption devices. Combination of both fibre and semiconductor devices have also proven high performance [13].

### c) Optical clock recovery

In the context of all-optical 3R regeneration at bit rates up to 40 Gbit/s, the clock recovery block is usually based on Optical Phase Locked Loop (OPLL) composed by an optical mixer for phase locking of a Voltage Controlled Oscillator (VCO) [14]. More recently, advances in high frequency pulsed-laser synchronisation allowed clock recovery without external feed-back. Recently, a combination of bulk and quantum-dot semiconductor self-pulsating laser devices gave excellent optical clock recovery results with ultra-low timing jitter

transfer, polarization insensitivity [15] and capability of multi-data rate clock recovery with the same component [16]. Besides, a passive approach based on passive filtering of the data modulation lines using a High-Finesse Fabry-Perot Filter with Free Spectral Range close to data frequency modulation was recently used in cascaded regeneration [17].

### 3. How to assess an optical regenerator?

The method to characterize a regenerator and to assess its efficiency is delicate. We showed in [18] that back to back characterisations give information on possible regenerator penalties and on its regenerative properties (amplitude noise fluctuation reduction, extinction ratio improvement). However, whatever the quality of the back to back experiment, this cannot ensure the device will constitute a good regenerator when installed in a transmission network. Because of its properties (chirp, response time), the device may not be efficient in a transmission link or may not be cascable. The best way to demonstrate its efficiency is consequently to measure the DIR at a given BER with the insertion of several regenerators in the transmission link typically through recirculating loop experiments. Such characterisations in recirculating loop experiments can all the more give information on parameters limiting the transmission performance as illustrated later on.

The first example illustrates the accumulation of timing jitter in a link including a cascade of 2R regenerators composed by a SA and a SOA [19]. In this work, regimes limited by amplitude noise or timing jitter were shown: the BER vs. distance with (triangles) and without (squares) regenerators are presented (Fig. 1(a)). In the regenerated case, two different regimes are observed. The amplitude noise limited regime is characterised by a slow BER degradation (dark zone), whereas the timing jitter limited regime is characterised by a fast BER degradation (grey zone): after about 160 cascades in the regenerated case, the timing jitter starts limiting the transmission distance.

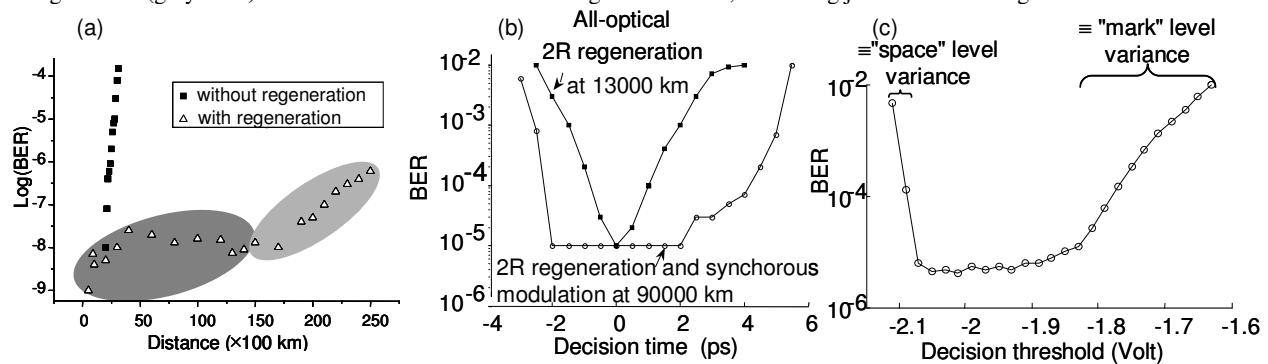


Figure 1(a) BER vs. distance of a 2R link; (b) BER vs. decision time of 2R and 2R+ SM, (c) BER vs. decision threshold of a 2R + SM.

The second example illustrates the limitation of a regenerated transmission line by the amplitude noise on mark levels. The regenerator was based on a SA for extinction ratio enhancement, a power limiter based on self-phase modulation effect in fibre followed by a centred filter and a synchronous modulation (SM) block based on cross-absorption in a SA and an optical clock recovery [5]. Figure 1(b) shows the BER evolution versus decision instant without (full squares) and with (empty circles) SM. This figure shows that a significant margin on the receiver decision time is obtained by addition of the SM block to the 2R regenerator. Figure 1(c) shows the BER evolution vs. decision threshold after 90 000 km which gives an estimation of the zero and mark level variances. This graph shows that the main factor limiting the transmission is probably the amplitude noise on one level.

All these characterizations could not be observed in a back to back experiment emphasizing the importance of testing the cascability of the device in a transmission experiment.

### 4. Review of optical long haul transmission experiments using optical regeneration

The impact of optical regeneration in a transmission link is of particular interest. By cascading 3R opto-electronic regenerators in a transmission line, it has been shown theoretically [1,20], and experimentally [21], that the BER evolves linearly with the number of cascades, this is a basic property of digital transmission. It was also shown [22] that in using an optical regenerator with a smoother transmission function, the linear evolution is obtained after a few cascades. Before reaching the linear regime, the BER degrades rapidly.

Now, by cascading 2R optical regenerators, timing jitter accumulates leading to a faster BER degradation. This timing jitter accumulation is not only due to transmission impairments (non linear effects, spontaneous emission), but is also directly linked to the properties of the regenerator itself. Beyond the role of the recovery time of the device which plays a decisive role in the timing jitter accumulation [23], it was shown that the transformation of pulses with amplitude noise through a reshaping gate leads to pulse width variations leading to a pseudo-timing jitter [18] limiting the transmission. The impact of the span between 2R regenerators [24] and the slope of the transmission function of the NLOG [25] were studied. These studies have shown that the optimum transmission was obtained for the best compromise between amplitude noise and timing jitter accumulation.

Experiments demonstrating the performance of 2R ([24,26-28] at 10 Gbit/s and [13, 29] at 40 Gbit/s) and 3R ([22,30-32] at 10 Gbit/s and [5,33-38] at 40 Gbit/s) regenerators were also of prime interest of the community, allowing transmission longer than 1 million kilometers at 10 and 40 Gbit/s. These results generally emphasize the good efficiency of optical regeneration when the regeneration is distributed all along the optical link because of its smooth transmission function.

### 5. Conclusion

Loop experiments have assessed the power of both 2R and 3R optical regenerators for enhancing the reach of long haul optical transmission systems. Nevertheless, all long distance transmission systems use WDM today, and sharing the regeneration between all the channels is a key issue in order to make this function practically implementable in systems from an economical point of view.

Considerable effort has still to be done in order to permit simultaneous multichannel regeneration at a reasonable cost. This is a challenge in future photonic integration of semiconductor devices.

## 6. References

- [1] P. Öhler, E. Berglind, "Noise accumulation and BER estimates in concatenated nonlinear optoelectronic repeaters", *IEEE PTL*, 9 (7) (1993).
- [2] H. Kubota, M.Nakazawa, "Soliton transmission with long amplifier spacing under soliton control", *Electron. Lett.*, 29 (20), 1780-1782 (1993).
- [3] G.Aubin, T.Montchalant, J.Moulu, F.Pirio, J.B.Thomine, F.Devaux, "40 Gbit/s OTDM soliton transmission over transoceanic distances", *EL*, 32 (24), (1996).
- [4] O. Leclerc, "Optical regeneration and WDM dispersion-managed transmission systems", *ECOC*, TuM.1.1 (2001).
- [5] Q.T.Le, L.Bramerie, V. Roncin, S. Lobo, M. Gay, M. Joindot, J-C. Simon, D. Massoubre, J-L. Oudar, A. Shen, F. Van Dijk, G.H.Duan, "Cascadability Assessment of an all optical 3R regenerator based on synchronous modulation in a saturable absorber and optical clock recovery", *ECOC*, 4.3.5 (2007).
- [6] J.K. Lucek, K. Smith, "All optical signal regenerator", *Optics Letters*, 18 (15), 1226-1228 (1993).
- [7] P.V. Mamyshev, "All optical data regeneration based on self-phase modulation effects", *ECOC*, 475-476 (1998).
- [8] G. Contestabile, R. Proietti, N. Calabretta, E. Ciaramella, "Reshaping Capability of Cross-Gain Compression in SOA", *PTL* 17 (12), 2523-2525 (2005).
- [9] K. Stubkjaer, "SOA based all optical gates for high speed optical processing", *IEEE J<sup>l</sup> of sel. topics in QE*, 6 (3), 1428-1435 (2000).
- [10] C. Janz, "All-optical signal processing with photonic integrated circuits", *OFC*, ThF6 (2000).
- [11] K. Tajima S. Nakamura, Y. Ueno, J. Sasaki, T. Sugimoto, T. Kato, T. Shimoda, M. Itoh, H. Hatakeyama, T. Tamanuki, T. Sasaki, "Hybrid integrated symmetric mach-zehnder all-optical switch with ultrafast high extinction switching", *Electron. Lett.*, 35 (23) (1999).
- [12] D.Massoubre, J.Dion, J.Landreau, J.Decobert, A.Shenand, J-L.Oudar, "Low insertion loss and switching energy all-optical gate for 40 Gbit/s WDM network", *SPIE Photonics, Devices and Systems III*, 61 (80), 351-356 (2006).
- [13] D. Rouvillain, F. Segueineau, L. Pierre, P. Brindel, H. Choumane, G. Aubin, J.L. Oudar, O. Leclerc, "40 Gbit/s optical 2R regenerator based on passive saturable absorber for WDM long haul transmissions", *OFC*, FD11 (2002).
- [14] D.T.K. Tong, K.L. Deng, B. Mikkelsen, G. Raybon, K. F. Dreyer, J.E. Johnson, "160 Gbit/s clock recovery using electroabsorption modulator-based phase-locked loop", *EL*, 36 (23), 1951-1952 (2000).
- [15] B. Lavigne, J. Renaudier, F. Lelarge, O. Legouezigou, H. Gariah, G-H. Duan, "First demonstration of a polarization insensitive low time jitter and optical noise tolerant all-optical clock recovery at 40 GHz using a self-pulsating laser tandem", *OFC*, PD24 (2006).
- [16] V. Roncin, A. O'Hare, S. Lobo, E. Jacqueline, L. Bramerie, P. Rochard, Q.T. Le, M. Gay, J.C Simon, A. Shen, J. Renaudier, F. Lelarge, G.H. Duan, "Multi data rate system performance of a 40 GHz all optical clock recovery based on a quantum dot Fabry-Perot laser", *PTL*, 19 (19), 1409-1411 (2007).
- [17] Z. Zhu, M. Funabashi, Z. Pan, L. Paraschis, D. L. Harris, and S. J. B. Yoo, "High-Performance Optical 3R Regeneration for Scalable Fiber Transmission System Applications", *JLT*, 25, 504-511 (2007).
- [18] M. Gay, L. Bramerie, J.C. Simon, V. Roncin, G. Girault, M. Joindot, B. Clouet, S. Lobo, S. Feve, T. Chartier, "2R and 3R optical regeneration : from device to system characterization", *ECOC*, Tu 1.3.1 (2006).
- [19] M. Gay, L. Bramerie, J.C. Simon, A. O'Hare, D. Massoubre, J.L. Oudar, A. Shen, "Cascadability and wavelength tunability assessment of a 2R regeneration device based on saturable absorber and semiconductor optical amplifier", *OFC*, OThB1 (2006).
- [20] J. Mork, F. Öhman, S. Bischoff, "Analytical expression for the bit error rate of cascaded all-optical regenerators", *IEEE PTL*, 15 (10) (2003).
- [21] W. Kuebart, B. Lavigne, M. Witte, G. Veith, O. Leclerc, "40 Gb/s transmission over 80 000 km dispersion shifted fibre using compact optoelectronic-3R regeneration", *ECOC*, Mo 4.3.1 (2003).
- [22] L. Bramerie, M. Gay, G. Girault, V. Roncin, S. Feve, J.C. Simon, "Performance of a Polarization Insensitive 3R Optical Regenerator Based on a New SOA-NOLM Architecture", *ECOC*, We 2.5.2 (2004).
- [23] P.Öhler, E. Berglind, "Measurements and modelling of pattern-dependent BER and jitter in reshaping optoelectronic repeaters", *IEE optoelec*, 147 (2) (2000).
- [24] M. Gay, L. Bramerie, D. Massoubre, A. O'Hare, A. Shen, J.L. Oudar, J.C. Simon, "Cascadability Assessment of a 2R Regenerator Based on Saturable Absorber and Semiconductor Optical Amplifier in a Path Switchable Recirculating Loop", *PTL*, 18 (11) (2006).
- [25] M. Gay, L. Bramerie, D. Massoubre, A. O'Hare, A. Shen, J.L. Oudar, J.C Simon, "Experimental Investigation of a Cascaded Optical 2R Regenerator in an optical fiber link", *ECOC*, Tu 1.3.3 (2006).
- [26] R.J.S. Pedersen, N. Nissov, B. Mikkelsen, H.N. Poulsen, K.E. Stubjaer, M. Gustavsson, W. Van Berlo, M. Jansen, "Transmission through a cascade of 10 all optical interferometric wavelength converter spans at 10 Gbit/s", *EL*, 32 (11), 1034-1035 (1996).
- [27] J. Leuthold, R. Ryf, D.N. Maywar, S. Cabot, J. Jaques, S.S. Patel, "Non blocking all optical cross connect based on regenerative all-optical wavelength converter in a transparent demonstration over 42 nodes and 16800 km", *JLT*, 21 (11), 2863-2870 (2003).
- [28] H. Chayet, S. Ben Ezra, N. Shachar, S. Tzadok, S. Tsadka, J. Leuthold, "Regenerative all-optical wavelength converter based on semiconductor optical amplifier and sharp frequency response filter", *OFC*, ThS2 (2004).
- [29] F.Segueineau, B.Lavigne, J.Remy, O.Leclerc, "Experimental loop demonstration of cascaded 42.7Gbit/s NOLM-based 2R regeneration performance versus timing jitter and optical ASE noise", *ECOC*, We2.5.5 (2004).
- [30] G. Gavioli V. Makhailov, B. Thomsen, P. Bayvel, "Investigation of transmission with cascaded all-optical 3R regenerators and variable inter-generator spacing", *EL*, 41 (3) (2005).
- [31] Z. Zhu, M. Funabashi, P. Zhong, L. Parashixs, S.J.B. Yoo, "10000 hop cascaded in line all-optical 3R regeneration to achieve 1250000 km 10 Gbit/s transmission", *PTL*, 18 (5) (2006).
- [32] M. Funabashi, Z. Zhu, Z. Pan, B. Xiang, S.J.B. Yoo, D.L. Harris, L. Paraschis, "First field demonstration of 1000 hop cascaded all-optical 3R regeneration in 10 Gbit/s NRZ transmission", *CLEO*, CPDB7 (2006).
- [33] O. Leclerc, P. Brindel, D. Rouvillain, E. Pincemin, B. Dany, E. Desurvire, C. Duchet, E. Boucherez, S. Bouchoule, "40 Gbit/s polarization independent push-pull InP mach zehnder modulator for all optical regeneration", *OFC*, PD35 (1999).
- [34] H.J. Thiele A.D. Ellis, I.D. Phillips, "Recirculating loop demonstration of 40 Gbit/s all-optical 3R data regeneration using a semiconductor nonlinear interferometer", *EL*, 35 (3) (1999).
- [35] B. Lavigne, P. Guerber, P. Brindel, E. Balmefrezol, B. Dagens, "Cascade of 100 optical 3R regenerators at 40Gbit/s Based on all-active Mach Zehnder interferometers", *ECOC*, p.290 (2001).
- [36] G. Raybon, Y. Su, J. Leuthold, R.J. Essiambre, T. Her, C. Joergensen, R. Steinvurzel, K.D.K. Feder, "40 Gbit/s pseudo linear transmission over one million kilometers", *OFC*, FD10 (2002).
- [37] J. Leuthold, G. Raybon Y Su, R.J. Essiambre, S. Cabot, J. Jaques, M. Kauer, "40 Gbit/s transmission and cascaded all optical wavelength conversion over 1 000 000 km", *EL*, 38 (16), 890-892 (2002).
- [38] L.Bramerie, Q-T.Le, S.Lobo, M.Gay, M.Joindot, J-C.Simon, A.Poudoulec, M.Van der Keur, C.Devemy, D.Massoubre, J-L.Oudar, G.Aubin, J.Dion, A.Shen, J.Decobert, "Cascadability and wavelength tunability assessment of a 2R regeneration device based on a 8 channel saturable absorber module", *OFC*, PDP1 (2007).



## Improvement of the transmission of chalcogenide photonic crystal fibres: observation of self phase modulation spectral broadening

L. Brilland (1), P. Houizot (2), J. Troles (2), F. Désévéday (2), Q. Coulombier (2), T. N. Nguyen (3), T. Chartier(3)

1 : PERFOS, 11 rue Louis de Broglie 22 300 Lannion, France, ntraynor@perfos.com

2 : Equipe Verres et Céramiques, UMR 6226, Rennes, France, johann.troles@univ-rennes1.fr

3 : FOTON, UMR CNRS 6082, 6 rue de kerampont, 22 300 Lannion, France, thierry.chartier@enssat.fr

### Abstract

*We present a chalcogenide photonic crystal fibre design with a lowest attenuation of 3dB/m at 1,55  $\mu$ m. We observe, for the first time, self phase modulation spectral broadening.*

### Introduction

Chalcogenide glasses (CG) are well known for their large infrared transmission window and for their third order non-linear coefficient that can be 2 or 3 orders of magnitude greater than that of silica glasses [1]. Fibres based on these glasses have attracted interest in a variety of applications. In particular, the large value of non-linearity is attractive for optical signal regeneration, optical demultiplexing, optical switching, Raman and Brillouin effects [2,3,4].

In our work, we are interested in the fabrication of chalcogenide photonic crystal fibres (PCF) with a solid core [5,6,7,8,9] which present numerous advantages such as single mode guiding and a very small effective area ideal for non-linear applications. The PCF fabrication method used is the "stack-and-draw" technique. However, this technique is more problematic in the case of chalcogenide glasses than in the case of silica glasses. Compared to the intrinsic chalcogenide material losses, the fabrication process appears to induce an excess of transmission loss. In this study, we show that correct PCF design enables the improvement of final fibre losses. We also present the first experimental demonstration of self phase modulation (SPM) spectral broadening around 1,55  $\mu$ m in a chalcogenide PCF.

### Chalcogenide photonic crystal fibre fabrication

The nominal composition studied was  $\text{Ge}_{15}\text{Sb}_{20}\text{S}_{65}$  (GeSbS). The transition temperature,  $T_g$  is 250  $^{\circ}\text{C}$  and the non-linear refractive index is estimated to be 120 times greater than that of silica [10]. High purity raw materials are placed in a sealed silica tube and the batch is heated to around 800  $^{\circ}\text{C}$  for 12 hours. The glass is quenched in water and then annealed at the transition temperature,  $T_g$ . The intrinsic losses of the GeSbS glass were measured to be 0.5 dB/m at 1.55  $\mu$ m via cutback on a 400  $\mu$ m single index fibre.

Chalcogenide tubes of 12 mm outside diameter are obtained by a rotational casting technique. One of these tubes is drawn down to obtain capillaries of around 600  $\mu$ m outside diameter. These capillaries

are stacked in a hexagonal lattice around a rod of identical diameter and placed in a jacket tube.

The fibre pre-form is realised by applying a depression to perfectly collapse the jacket tube around the microstructure in the furnace of the drawing tower. Parameters of depression and furnace temperature are adjusted to prevent the collapse of interstitial holes between capillaries.

During the fibre drawing process, two independent variable gas pressure systems are used. One of these systems maintains pressure inside the capillary holes to prevent their collapse. The other system is applied alternatively in a negative or positive pressure regime inside the interstitial holes. The goal is to obtain sections with open or closed interstitial holes and compare transmission properties.

Figure 1a) shows the central region of a 3-ring-PCF where interstitial holes were collapsed under depression. The distance between the hole centres is  $\Lambda=13,2 \mu\text{m}$  and the hole diameter  $d$  is 4,65  $\mu\text{m}$ . Figure 1b) represents the same fibre, but with a positive pressure applied to open the interstitial holes. The attenuation coefficient of both the section with collapsed interstitial holes and the section with opened interstitial holes was measured at 1,55  $\mu\text{m}$  using the cut back method. Results are given in table 1. When the interstitial holes are collapsed, the losses are greater than 20 dB/m. When the interstitial holes are opened, the lowest attenuation coefficient is 3 +/- 1 dB/m at 1,55  $\mu\text{m}$ .

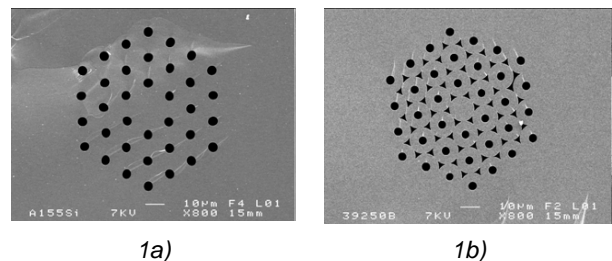


Figure 1: Section of GeSbS PCF ; a) interstitials holes collapsed; b) interstitials holes opened



Nominal composition: $\text{Ge}_{15}\text{Sb}_{20}\text{S}_{65}$ ( $T_g=250^\circ\text{C}$ )	Losses at $1,55\mu\text{m}$
Material	0,5 dB/m
interstitial holes collapsed	> 20dB/m
interstitial holes opened	3 dB/m

Table1: GeSbS material and PCF losses

Numerical simulations indicate guiding losses of less than 0,2 dB/m for the fundamental mode in both fibres (figures 1a and 1b). Compared to the intrinsic material losses, the transmission measurements show an excess loss of around 20 dB/m for the fibre with no interstitial holes. However, transmission is greatly improved when the interstitial holes are present, with excess losses reduced to a few dB/m. These results indicate that the excess losses are related to the interface between the capillaries. When a depression is applied to collapse interstitial holes, we believe that a greater number of bubbles are formed at the capillary interface causing significant scattering loss. On the other hand, when the interstitial holes are opened, the surface area of direct contact between capillaries is reduced as is the overlap between the electric field and the region of the glass interface. An additional interest of this PCF design is the reduction of the mode field diameter.

#### Observation of self phase modulation spectral broadening

A smaller core GeSbS-PCF with  $\Lambda=9\mu\text{m}$  and  $d=2,7\mu\text{m}$  was also fabricated. The losses at  $1,55\mu\text{m}$  are 5,5 dB/m and the effective area, measured using a far field method, is  $22\mu\text{m}^2$ . The non-linear coefficient  $\gamma$  is estimated to be  $517\text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$ . 7 ps pulses from a 19 MHz repetition rate mode-locked fibre laser were injected via a single mode fibre (SMF) into 2,9 m of this PCF (figure 2). The coupling losses between the SMF and the PCF are estimated to be 2,8 dB. The optical average power  $P_0$  of the injected pulse train was monitored using a variable optical attenuator. The polarisation controller allows injection along a polarisation eigen-axis of the fibre for maximum efficiency. The output spectrum was observed on an optical spectrum analyser for different input power values. Experimental results are shown in figure 3.

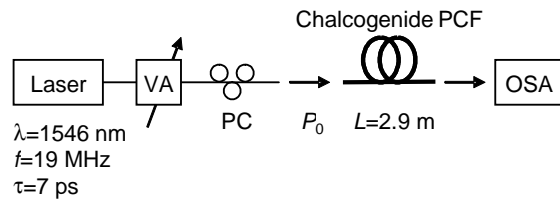


Figure 2: Experimental set up for the observation of SPM spectral broadening ; VA : variable attenuator; PC : polarisation controller

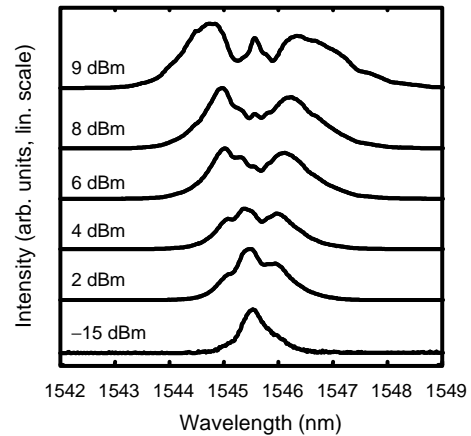


Figure 3: output spectra for different values of the average injected power  $P_0$

It can be seen from figure 3 that for the first time in these fibres strong SPM spectral broadening is readily observed, even for low input optical powers. These results will be described in detail.

#### Conclusions

The presence of interstitial holes improves significantly the transmission of chalcogenide glass PCF. The best result achieved was an attenuation of 3dB/m at  $1,55\mu\text{m}$ . We have observed SPM spectral broadening for the first time in a chalcogenide PCF. Using higher non linearity chalcogenide compositions such as  $\text{As}_2\text{Se}_3$  combined with a very small effective area ( $<10\mu\text{m}^2$ ), we believe that a non-linear coefficient  $\gamma$  of  $10\,000\text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$  is within reach.

#### References

1. G. Boudebs et al, Opt. Com. 199 (2001), 425
2. L.B. Fu et al, Opt. Express, 19 (2005), 7367
3. J.M. Harbold et al, Opt. Lett., 27 (2002), 119
4. R.E. Slusher et al, JOSA B, 21 (2004), 1146
5. T.A. Birks et al, Opt. Lett., 22 (1997), 961
6. T.M.Monro et al, Electron. Lett, 36 (2000), 1998
7. J. Le Person et al, Mat. Res. Bull, 41 (2006), 1303
8. L. Brilland et al, Opt. Express, 14 (2006),1280
9. L.B. Shaw et al, OSA ASSP, 98(2005), 864
10. F. Smektala et al, J. Non-Cryst. Solids, 274 (2000)

# Utilisation of a self-phase-modulation-based compressor to overcome Brillouin backscattering and intrachannel four-wave mixing in a 2R regenerator at 42.6 Gbit/s

T. N. Nguyen, T. Chartier, L. Bramerie, M. Gay, Q. T. Le, S. Lobo, M. Joindot, J.-C. Simon  
FOTON, UMR CNRS 6082, 6, rue de Kerampont, 22300 Lannion, France, Thierry.Chartier@enssat.fr

**Abstract** We report the efficient use of a SPM-based compressor to avoid Brillouin backscattering and intrachannel four-wave mixing in a SPM-based regenerator at 42.6 Gbit/s.

## Introduction

Many techniques for 2R all-optical regeneration have been proposed. The device based on self-phase-modulation (SPM) in a fibre and offset spectral filtering [1], known as Mamyshev regenerator, is very attractive because of its simplicity and its potential interest for high bit rates. Since the first demonstration in 1998, much work has been devoted to both theoretical and experimental investigation of the Mamyshev regenerator. Experimental demonstrations of signal regeneration using this technique are generally performed with duty cycle around 25% rather than 33% (see for example Refs. [1,2]). In Ref. [3], G. Raybon *et al.* use a pulse compressor in front of a two-stage Mamyshev regenerator to reduce the pulse duration from 9 ps to 7 ps at 40 Gbit/s thus reducing the duty cycle to 28%. They claim that compression is needed to avoid Brillouin backscattering. In Ref. [2], T.-H. Her *et al.* claim that using duty cycles of 25% reduces nonlinear pulse interaction in the regenerator.

In this paper, we investigate the effect of pulse duration on the performance of the Mamyshev regenerator and experimentally demonstrate that short pulses effectively reduce both Brillouin backscattering and intrachannel four-wave mixing (FWM) in the regenerator. Then, we propose a design for a wavelength-transparent regenerator including a pulse compressor with offset spectral filtering.

## SPM-based regenerator and detrimental nonlinear effects

The Mamyshev regenerator uses SPM-based spectral broadening in a fibre and offset spectral filtering. Because of the intensity-dependence of spectral broadening, this system works like a nonlinear optical gate presenting two plateaus: one for the 0's, the other for the 1's, allowing for an efficient regeneration process.

In a first experiment, we have studied a Mamyshev regenerator composed of 9 km of dispersion-shifted fibre (DSF) and a filter offset of 1.3 nm. The input was a return-to-zero (RZ)  $2^{31}$ -1-long pseudorandom binary sequence at 42.6 Gbit/s with pulse duration of 8.3 ps (standard 33 % RZ signal obtained with a LiNbO<sub>3</sub> modulator). According to numerical simulations, the required average power should have been 24 dBm but at a power of 20 dBm, we have observed an

unexpected degradation of the eye diagram associated with a strong increase of the backscattered power. Analysis of the backscattered spectrum has revealed Stokes components due to Brillouin effect, red-shifted by 10 GHz.

In order to reduce the Brillouin gain in the DSF the input signal has been modulated at low frequency (100 kHz is enough to increase sufficiently the Brillouin threshold). With this technique the working power of 24 dBm (and beyond) could be reached successfully without Brillouin backscattering. Figure 1 shows the power transfer function (PTF) of the regenerator. This function exhibits the two plateaus expected for regeneration (S-shape function). However, in this configuration, strong fluctuations on the level of 1's have been observed (see the inset of figure 1).

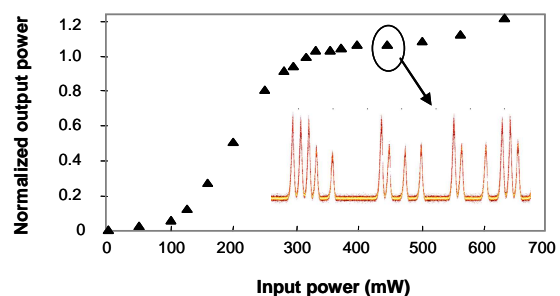


Figure 1. Power transfer function of the regenerator after elimination of Brillouin backscattering (triangle) ; for a working power of 450 mW, the output data stream exhibits strong amplitude jitter (inset).

We attribute this degradation to intrachannel four-wave mixing as described in Ref. [4]. Due to fibre dispersion, adjacent pulses overlap and create a FWM signal. The fluctuation in 1's comes from the interference between the 1's and this signal. The amplitude of the fluctuation depends on the pulse overlap and is relatively important for a 33% RZ signal.

## Efficient use of a pulse compressor

To overcome both the problem of Brillouin backscattering (without using external low-frequency modulation) and the problem of intrachannel FWM, the input pulses have been compressed. We used a pulse compressor based on spectral broadening due to SPM in a normal-dispersion fibre and spectral

filtering. The output pulse duration of the compressor is determined by the product of the SPM-based broadened spectrum and the output filter transmission spectrum. We have used 7 km of DSF and a tuneable Gaussian-shape filter with a spectral bandwidth of 0.76 nm at 3 dB. In this configuration, the output pulse duration can be adjusted from 9 ps to 6 ps by offsetting the centre wavelength of the filter.

Figure 2(a) represents the measured Brillouin backscattered power in 4 km of DSF as a function of the input power for different pulse widths. We show that short pulses considerably reduce Brillouin backscattering. This is due to the fact that, with shortened pulses, the power contained in the modulation peaks of the spectrum (responsible for Brillouin backscattering) is reduced. Moreover, with 6 ps-compressed pulses, figure 2(b) shows that FWM-based fluctuations are considerably reduced in a Mamyshev regenerator using 4 km of DSF and a 0.41 nm-bandwidth filter. This is due to reduced overlap of adjacent pulses.

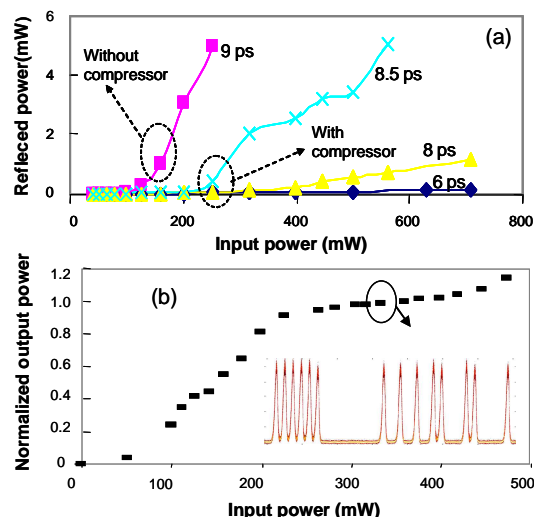


Figure 2. Brillouin backscattered power versus input power for different pulse widths (a) and PFT of the regenerator and experimental data sequence at optimum power (b).

### Wavelength-transparent SPM-based regenerator

To achieve regeneration with RZ 33% signals, we propose the use of an SPM-based pulse compressor with offset spectral filtering in front of a single-stage Mamyshev regenerator. The experimental setup is shown in figure 3. This configuration is different from the two-stage Mamyshev regenerator generally required to achieve wavelength-transparent regeneration. Indeed, in our case, the first stage plays only a role of pulse compressor. This stage requires a filter bandwidth greater than the signal bandwidth but does not require an S-shape function. Therefore, the input power for this stage can be lower than in a conventional two-stage Mamyshev regenerator.

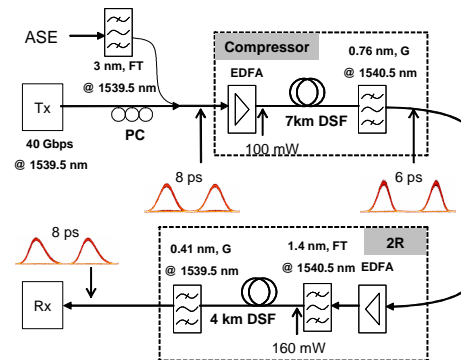


Figure 3. Experimental setup for the wavelength-transparent regenerator; G: Gaussian; FT: flat-top; PC: polarisation controller.

Figure 4 represents the measured BER evolution as a function of the decision threshold for an optical signal-to-noise ratio of 17.5 dB/1nm with and without the regenerator. This figure shows that the regenerator allows to reduce the variance of high and low powers and to improve the extinction ratio. The eye opening can be evaluated using the Q-factor definition [5] for  $10^{-9} < \text{BER} < 10^{-3}$ . We find an eye-opening improvement of 1.3 dB with this regenerator. Further experiments should be now carried out to test the cascability of the regenerator [6].

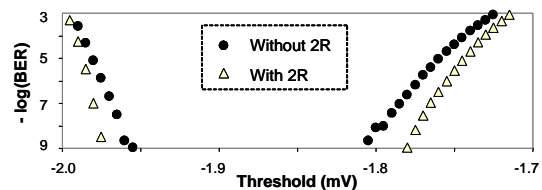


Figure 4. BER evolution as a function of the decision threshold with and without the regenerator

### Conclusions

We have demonstrated the efficient use of a SPM-based pulse compressor to avoid Brillouin backscattering and intrachannel FWM in a Mamyshev regenerator. We have obtained an eye-opening improvement of 1.3 dB by using a compressor with offset spectral filtering in front of the regenerator.

### Acknowledgements

This work is supported by the Conseil Régional de Bretagne and the French National Agency for Research (ANR). The authors thank C. Finot (ICB, France) and N. Traynor (Perfos, France) for fruitful discussions and comments.

### References

1. P. V. Mamyshev, ECOC'98 (1998), p. 475
2. T.-H. Her et al, IEEE PTL 16 (2004), p. 200
3. G. Raybon et al, OFC'02 (2002), FD10-1
4. P. V. Mamyshev et al, Opt. Lett. 24 (1999), p. 1454
5. I. P. Kaminow, *Optical Fiber Communications*, Academic Press, 1997
6. M. Gay et al, ECOC'06 (2006), Tu131

# REGENERATION TOUT OPTIQUE A BASE DE FIBRES OPTIQUES NON-LINEAIRES

Thanh Nam Nguyen<sup>1</sup>, Mathilde Gay<sup>1</sup>, Laurent Bramerie<sup>1</sup>, Thierry Chartier<sup>1</sup>, Jean-Claude Simon<sup>1</sup>,  
Laurent Brilland<sup>2</sup>, Achille Monteville<sup>2</sup>, Johann Troles<sup>3</sup>, Frédéric Smektala<sup>3</sup>

<sup>1</sup> UMR CNRS 6082 FOTON, Laboratoire d'Optronique  
ENSSAT, 6, rue de Kérampont, 22305 Lannion cedex

<sup>2</sup> PERFOS, Plate-forme d'Etudes et de Recherches sur les Fibres Optiques Spéciales  
11, rue Louis de Broglie, 22300 Lannion

<sup>3</sup> UMR CNRS 6512 Verres et Céramiques, Institut de Chimie de Rennes,  
Université de Rennes 1, 35042 Rennes cedex  
chartier@enssat.fr

## RESUME

Nous évaluons théoriquement les performances d'un régénérateur optique basé sur l'effet Kerr avec plusieurs types de fibres optiques non-linéaires. Nous introduisons des paramètres pertinents permettant d'évaluer les performances du régénérateur. Nous montrons que des régénérateurs utilisant 3 m de fibres sont possibles. De plus, nous démontrons leur fonctionnalité en régime de dispersion anormale. Enfin, nous proposons une solution permettant d'éliminer la gigue temporelle introduite par ces systèmes.

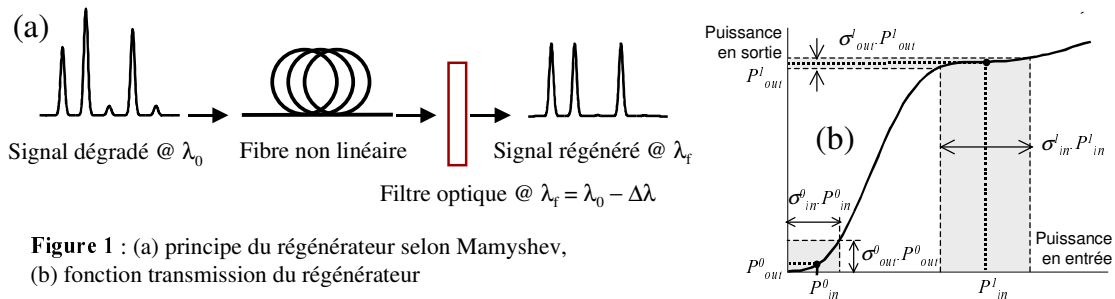
## 1. INTRODUCTION

La fonction de régénération optique du signal suscite depuis quelques années un intérêt croissant. Cette fonction vise à limiter la dégradation de la qualité du signal optique [1]. Parmi les techniques de régénération optique, celles basées sur l'utilisation de l'effet Kerr dans des fibres sont séduisantes par leur simplicité et leur temps de réponse. Plusieurs kilomètres de fibres conventionnelles sont nécessaires à l'obtention d'un effet Kerr efficace pour des puissances compatibles avec celles des réseaux de transmission. Augmenter de manière conséquente l'effet Kerr dans une fibre revient à diminuer les longueurs d'interactions nécessaires et/ou les puissances optiques nécessaires, rendant les systèmes plus compacts et moins coûteux. Les fibres silice microstructurées sont des candidats séduisants pour la réalisation de régénérateurs optiques basés sur l'effet Kerr. Les fibres en verre de chalcogénure, qui peuvent être jusqu'à 500 fois plus non linéaires que les fibres microstructurées silice, suscitent également un intérêt particulier.

Dans cette communication nous évaluons théoriquement les performances de régénérateurs optiques utilisant ces nouveaux types de fibres. Dans la section 2 nous décrivons le principe du régénérateur optique basé sur l'effet Kerr. Nous présentons à cette occasion un jeu de paramètres décrivant les performances du régénérateur. Dans la section 3, nous comparons les performances de régénérateurs utilisant plusieurs types de fibres. Dans la section 4 nous proposons une solution éliminant la gigue temporelle.

## 2. PRINCIPE DE LA PORTE OPTIQUE NON LINEAIRE BASEE SUR L'AUTO-MODULATION DE PHASE

Nous nous sommes intéressés à la technique de régénération 2R proposée par Mamyshev [2] et décrite sur la figure 1(a). L'effet Kerr, exacerbé dans une fibre optique, génère, par auto-modulation de phase, des fréquences en dehors du spectre initial situé autour de  $\lambda_0$ . Plus l'intensité optique est importante et plus les fréquences sont décalées. Seules les intensités atteignant un niveau suffisant sont transmises par le filtre centré en  $\lambda_f$ . Ce dispositif agit donc comme un discriminateur de puissance dont la courbe de transmission non-linéaire est donnée sur la figure 1(b). Grâce à ce dispositif, le bruit sur les "zéros" et sur les "uns" se trouve considérablement réduit.



La simulation de ce dispositif se fait par résolution numérique de l'équation non-linéaire de Schrödinger. On trace la puissance crête d'une impulsion de sortie en fonction de la puissance crête de l'impulsion gaussienne d'entrée (durée 6.5 ps). Les données dégradées à régénérer sont caractérisées par une puissance moyenne sur les *uns*,  $P_{in}^I$ , associée à un bruit relatif,  $\sigma_{in}^I$  (%), et une puissance moyenne sur les *zéros*,  $P_{in}^0$ , associée à un bruit relatif  $\sigma_{in}^0$  (%). De la même façon, on décrit les données régénérées par la puissance moyenne  $P_{out}^I$ , associée à un bruit relatif,  $\sigma_{out}^I$  (%), et la puissance moyenne  $P_{out}^0$ , associée à un bruit relatif  $\sigma_{out}^0$  (%) (voir figure 1(b)). Les taux d'extinction, à l'entrée ( $E_{in}$ ) et à la sortie ( $E_{out}$ ) du régénérateur sont donnés par  $E_{in,out} = P_{in,out}^I/P_{in,out}^0$ . La qualité du régénérateur peut être définie par sa capacité à améliorer le taux d'extinction. Pour un taux d'extinction à l'entrée  $E_{in}$  donné, on définira le facteur d'amélioration du taux d'extinction par  $FE_{E_{in}} = E_{out}/E_{in}$ . La qualité du régénérateur est également évaluée à sa capacité à réduire le bruit sur les *uns* et les *zéros*. Pour un facteur de bruit à l'entrée  $\sigma_{in}^I$  donné, on définira le facteur d'amélioration de bruit sur les *uns*  $FB_{\sigma_{in}^I}^I = \sigma_{out}^I/\sigma_{in}^I$  et, pour un taux d'extinction à l'entrée  $E_{in}$  donné, on définira le facteur d'amélioration de bruit sur les *zéros*  $FB_{E_{in}}^0 = \sigma_{out}^0/\sigma_{in}^0$  pour  $\sigma_{in}^0 = 2 P_{in}^0$ .

### 3. COMPARAISON ENTRE PLUSIEURS TYPES DE FIBRES

Nous comparons les performances de régénérateurs 2R réalisés à partir de différents types de fibres non-linéaires. Les fibres testées en simulation sont en cours d'élaboration dans le cadre d'un projet associant la Plate-forme d'Etudes et de Recherches sur les Fibres Optiques Spéciales (PERFOS) à Lannion, le Laboratoire Verres et Céramiques (LVC) à Rennes et l'UMR FOTON à Lannion. Les premières réalisations de fibres non-linéaires (voir figure 2(a)) nous permettent d'envisager l'utilisation dans un futur proche de fibres ayant les caractéristiques suivantes :

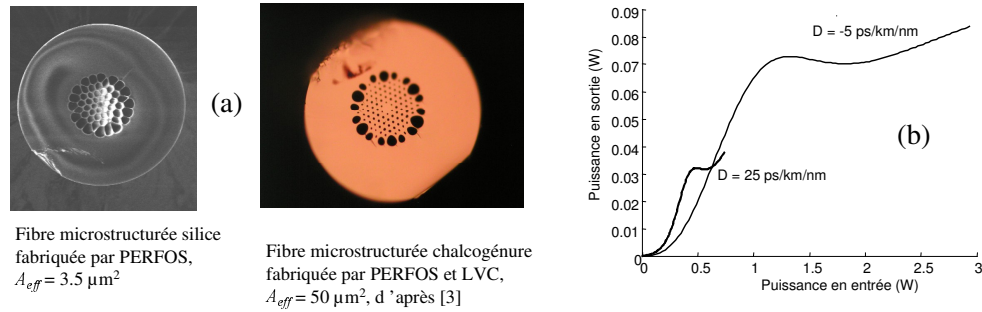
- Fibres microstructurées chalcogénure (FMC) : aire effective du mode  $A_{eff} = 3.5 \mu m^2$ , indice non linéaire  $n_2 = 1.3 \cdot 10^{-17} m^2/W$ , pertes  $\alpha = 1 dB/m$ , dispersion  $D = -700 ps/km/nm$ .
- Fibres microstructurées silice (FMS) :  $A_{eff} = 3.5 \mu m^2$ ,  $n_2 = 2.6 \cdot 10^{-20} m^2/W$ , pertes  $\alpha = 10 dB/km$ ,  $-5 ps/km/nm < D < +25 ps/km/nm$ .

Nous comparerons les performances de ces fibres aux fibres plus conventionnelles de type :

- Fibre de type SMF28 :  $A_{eff} = 80 \mu m^2$ ,  $n_2 = 2.6 \cdot 10^{-20} m^2/W$ , pertes  $\alpha = 0.2 dB/km$ ,  $D = +17 ps/km/nm$ .
- Fibre de type NZ-DSF :  $A_{eff} = 35 \mu m^2$ ,  $n_2 = 2.6 \cdot 10^{-20} m^2/W$ , pertes  $\alpha = 0.2 dB/km$ ,  $-2 ps/km/nm < D < +4 ps/km/nm$ .

Les résultats sont résumés dans le tableau suivant. L'intérêt de ce tableau est double. Il permet, pour un type de fibre donné, d'évaluer les potentialités du régénérateur pour différentes caractéristiques du bruit en entrée (lecture horizontale). Il permet également de comparer différents types de fibres pour cette application (lecture verticale). La première fibre du tableau correspond à l'étude initiale de Mamyshev [2], transposée à 40 Gbit/s. Cette étude systématique des performances du régénérateur en fonction de paramètres tels que la dispersion, la non-linéarité ou le débit nous a permis de montrer que certains rapports devaient être respectés entre les valeurs de la dispersion et de la non-linéarité. C'est la raison pour laquelle la forte non-linéarité de la FMC s'accommode très bien de la forte dispersion normale de cette fibre. Quant aux pertes importantes de cette fibre, elles ne sont pas rédhibitoires dans la mesure où seulement 3 m de fibre sont utilisées. Notre étude justifie donc pleinement l'intérêt porté sur les FMC pour des applications en télécommunication optique. Nous montrons également dans cette étude que l'utilisation de fibres en régime de dispersion anormale ( $D > 0$ ) permet de réduire les puissances crêtes utiles et/ou la longueur de fibre. Ce résultat est illustré par la figure 2(b) qui montre la transmission du régénérateur pour une FMS, pour deux valeurs de dispersion différentes. On notera que la dispersion de la SMF28 ne rend possible son utilisation en tant que régénérateur qu'au débit de 10 Gbit/s.

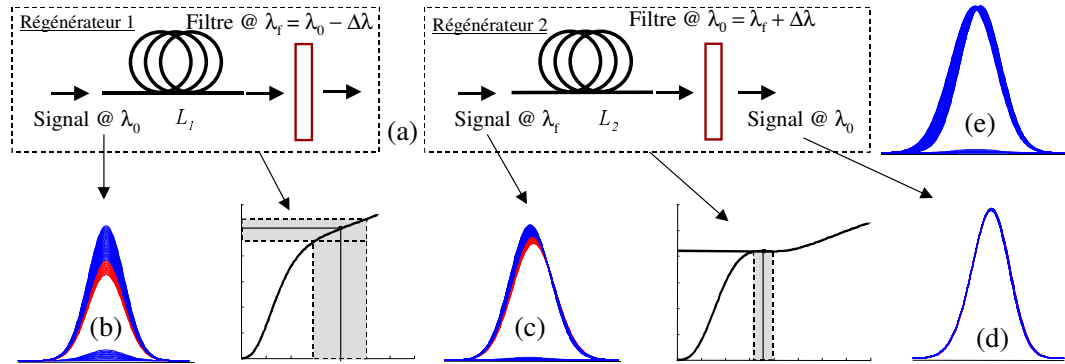
Fibre	L km	D ps/km/nm	Débit Gbit/s	$P_{in}^I$ mW	$P_{out}^I$ mW	$FE_{5dB}$ dB	$FE_{10dB}$ dB	$FE_{15dB}$ dB	$FB_{10\%}^I$ dB	$FB_{20\%}^I$ dB	$FB_{30\%}^I$ dB	$FB_{5dB}^0$ dB	$FB_{10dB}^0$ dB	$FB_{15dB}^0$ dB
NZ-DSF	6.5	-0.3	40	<b>625</b>	62.5	2.3	<b>9.5</b>	14.5	14	11.5	<b>9.5</b>	-0.5	<b>5.5</b>	12.5
FMS	0.4	-5	40	<b>1350</b>	72	2	<b>9.3</b>	14.5	14.2	13	<b>10.5</b>	-0.5	<b>5.5</b>	12.5
FMC	0.003	-700	40	<b>340</b>	22.3	1.5	<b>8.9</b>	17	14.5	11.5	<b>11.5</b>	-0.7	<b>5</b>	11
NZ-DSF	2.5	+2	40	<b>430</b>	66.5	3.6	<b>5.6</b>	5.5	18	19	<b>9.5</b>	0.3	<b>5</b>	5.5
FMS	0.4	+25	40	<b>530</b>	31	5	<b>5.4</b>	8	10	12	<b>12</b>	0.8	<b>7.6</b>	8.3
SMF28	4.9	+17	10	<b>570</b>	79	3.2	<b>5.5</b>	5.6	13.5	13.8	<b>10</b>	0.5	<b>5</b>	5.5



**Figure 2 :** (a) Exemples de réalisation de fibres non-linéaires, (b) transmission pour 2 valeurs de  $D$ .

#### 4. SOLUTION POUR REDUIRE LA GIGUE TEMPORELLE

Si l'on veut préserver la longueur d'onde du signal, la technique de Mamyshev nécessite l'utilisation d'un double étage de régénérateurs [2]. Elle possède en outre le désavantage d'introduire de la gigue temporelle sur le signal [4]. En effet, à cause du principe d'auto-modulation de phase, des impulsions de puissances différentes ne se trouvent pas extraites au même instant du régénérateur. Nous proposons d'utiliser un double étage asymétrique de régénérateurs pour éliminer la gigue en sortie du régénérateur (figure 3(a)). Des impulsions synchronisées correspondant à des *uns* et des *zéros* de différents niveaux sont envoyées dans la première fibre (figure 3(b)). Le régénérateur 1 est utilisé autour d'un point de fonctionnement qui n'élimine pas complètement le bruit sur les *uns*. On remarque que les impulsions ne sortent pas du régénérateur synchronisées (figure 3(c)). Le régénérateur 2, utilisé avec un filtre qui recentre le signal autour de  $\lambda_0$ , a pour effet de réduire le bruit d'amplitude et de re-synchroniser les impulsions (figure 3(d)). Les simulations précédentes ont été réalisées avec deux FMC de longueurs 6 m et 3 m. Cette solution nécessite un amplificateur optique possédant un gain de 14.5 dB entre les deux régénérateurs. La figure 3(e) montre, à titre de comparaison, le signal de sortie d'un régénérateur simple étage.



**Figure 3 :** Double étage asymétrique de régénérateurs pour diminuer la gigue temporelle.

#### 5. Conclusion

Nous avons présenté une étude théorique qui montre que 3 m de fibre chalcogénure microstructurée sont suffisants pour réaliser un régénérateur simple étage efficace. Nous avons également montré que des fibres plus conventionnelles peuvent être utilisées en régime de dispersion anormale. Enfin nous suggérons l'utilisation d'un régénérateur double étage pour éliminer la gigue temporelle introduite dans ce régénérateur.

#### RÉFÉRENCES

- [1] J.-C. Simon, L. Bramerie, F. Ginovart, V. Ronçin, M. Gay, S. Fève, E. Le Cren, M.-L. Charès, *All optical regeneration techniques*, Ann. Télécommun. vol. 58, no. 11-12, (2003).
- [2] P.V.Mamyshev, *All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect*, Proc. ECOC'98, 475-476, (1998).
- [3] F. Smektala, L. Brilland, J. LePerson, T. Chartier, J. Troles, T. Jouan, *Holey optical fibers based on chalcogenide glasses*, 107th Annual Meeting of The American Ceramic Society, 10-13 April (2005), Baltimore, Maryland, USA.
- [4] Joe T. Mok, Justin L. Blows, Benjamin J. Eggleton, *Investigation of group delay ripple distorted signals transmitted through all-optical 2R regenerators*, OPTICS EXPRESS, Vol. 12, No. 19 (2004).





# UNE NOUVELLE METHODE POUR MESURER SIMULTANEMENT LA DISPERSION ET LE COEFFICIENT NON-LINEAIRE DE FIBRES OPTIQUES A DISPERSION POSITIVE

T. N. Nguyen<sup>1</sup>, T. Chartier<sup>1</sup>, M. Thual<sup>1</sup>, P. Besnard<sup>1</sup>, L. Provino<sup>2</sup>, A. Monteville<sup>2</sup>, N. Traynor<sup>2</sup>

(1) UMR CNRS 6082 « FOTON », ENSSAT, 6 rue de Kerampont, 22 300 Lannion, France

(2) PERFOS, 11 rue de Broglie, 22 300, Lannion, France.

nguyen@enssat.fr

## RESUME

Nous proposons une méthode qui permet de mesurer simultanément la dispersion d'ordre deux et le coefficient non-linéaire de fibres optiques en régime de dispersion anormale. La méthode est basée sur le phénomène de compression soliton d'ordre supérieur.

**MOTS-CLEFS :** *Dispersion chromatique, coefficient non-linéaire, compression soliton.*

## 1. INTRODUCTION

La propagation d'impulsions courtes dans une fibre optique est soumise à l'influence de la dispersion chromatique  $D$  et du coefficient non-linéaire  $\gamma$  [1]. La connaissance de ce couple de paramètres est souvent indispensable pour un grand nombre d'applications (transmission optique, optique non-linéaire, lasers à modes bloqués, etc.). Le développement de fibres optiques spéciales et notamment de fibres optiques microstructurées, permet de couvrir de très larges gammes de valeurs du couple  $(D, \gamma)$ . Les méthodes qui permettent de mesurer simplement et efficacement ces deux paramètres sont donc d'un grand intérêt pour les fabricants et les utilisateurs de fibres optiques spéciales. Les méthodes existantes, basées sur le mélange à quatre ondes [2] ou l'instabilité de modulation [3,4], ne sont valables que pour des fibres à faible valeur de dispersion (autour du zéro de dispersion). Nous proposons une méthode inédite basée sur l'effet de compression soliton. La précision théorique est meilleure que 2 % pour des valeurs de dispersion supérieures à 1 ps/km/nm.

## 2. PRINCIPE DE LA MESURE

Le principe de la mesure est basé sur le phénomène de compression soliton d'ordre supérieur. Une impulsion courte de type sécante hyperbolique, suffisamment énergétique, injectée dans une fibre optique de valeur de dispersion  $D$  positive (régime anormal de dispersion), subit simultanément l'effet de la dispersion et de l'auto-modulation de phase et peut conduire à la formation d'un soliton. On définit l'ordre soliton  $N$  par la relation :

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (1)$$

où  $\gamma$  est le coefficient non-linéaire de la fibre,  $P_0$  la puissance crête de l'impulsion,  $T_0$  la mi-durée de l'impulsion (à 1/e de l'intensité) et  $\beta_2 = -\lambda_0^2 D / (2\pi c)$  le paramètre de dispersion avec  $\lambda_0$  la longueur d'onde dans le vide et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide. Si  $N = 1$ , l'impulsion reste identique à elle-même lors de la propagation (c'est le soliton d'ordre 1) alors que si  $N > 1$ , elle subit une évolution conduisant à une compression périodique de l'impulsion. La période soliton  $z_0$  est donnée par  $z_0 = \pi L_D / 2$ , où

$L_D = T_0^2 / \beta_2$  est la longueur de dispersion. La longueur  $L$  de fibre telle que, pour une fibre donnée et un ordre soliton  $N$  donné, l'impulsion est compressée au maximum dépend de la relation empirique suivante [1], obtenue en résolvant numériquement l'équation de Schrödinger non-linéaire :

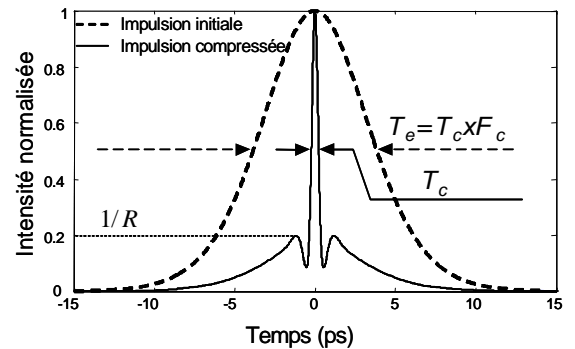


Figure 1 : Traces d'autocorrélation des impulsions et définitions de  $F_c$  et  $R$



$$\frac{L}{z_0} \approx \frac{0.32}{N} + \frac{1.1}{N^2} \quad (2)$$

Nous définirons le facteur de compression  $F_c$ , comme le rapport entre les durées à mi-hauteur des impulsions initiale et compressée, mesurées à partir de leur trace d'autocorrélation. Nous avons vérifié que  $F_c$  ne dépend que de l'ordre soliton  $N$ . La figure 1 donne un exemple de compression soliton d'ordre  $N = 5$  d'une impulsion avec largeur à mi-hauteur de 5 ps ( $T_0 = 2.84$  ps)..

De la relation (2), nous déduisons que, pour une fibre de longueur  $L$  donnée, il est possible de trouver, en ajustant la puissance de l'impulsion, un ordre soliton  $N$  qui ne dépend que de  $z_0$ , c'est-à-dire de  $D$ . Puisque le facteur de compression  $F_c$  ainsi obtenu ne dépend que de  $N$ , sa mesure doit nous permettre de déduire  $D$ . Nous avons donc établi la relation empirique permettant de relier  $L/z_0$  au facteur  $F_c$  :

$$\frac{L}{z_0} \approx -\frac{3.224}{F_c^3} + \frac{3.373}{F_c^2} + \frac{1.774}{F_c} - 0.007. \quad (3)$$

Cette relation nous permet de mesurer  $D$  connaissant  $L$ ,  $T_0$  et  $F_c$ . Connaissant  $D$ , on calcule  $N$  d'après la relation (2). Enfin, connaissant  $N$ ,  $D$  et  $P_0$ , nous déduisons  $\gamma$  de la relation (1).

Nous proposons donc une méthode qui permet, par la mesure de  $F_c$  et  $P_0$ , connaissant  $L$  et  $T_0$ , de mesurer la valeur de la dispersion  $D$  et du coefficient non-linéaire  $\gamma$  pour une fibre optique en régime de dispersion anormale. Nous l'appellerons la méthode A.

### 3. PRECISION DE LA METHODE

La relation (3) est une formule approchée obtenue dans le cas idéal : l'atténuation de la fibre, la dispersion du troisième ordre, le *self-steepening* et la réponse non-linéaire retardée ont été négligés (ces deux derniers effets peuvent être regroupés sous la dénomination d'effets non-linéaires d'ordre supérieur). Dans un cas réel, et si ces différents effets jouent un rôle, la mesure de  $D$  (et, par voie de

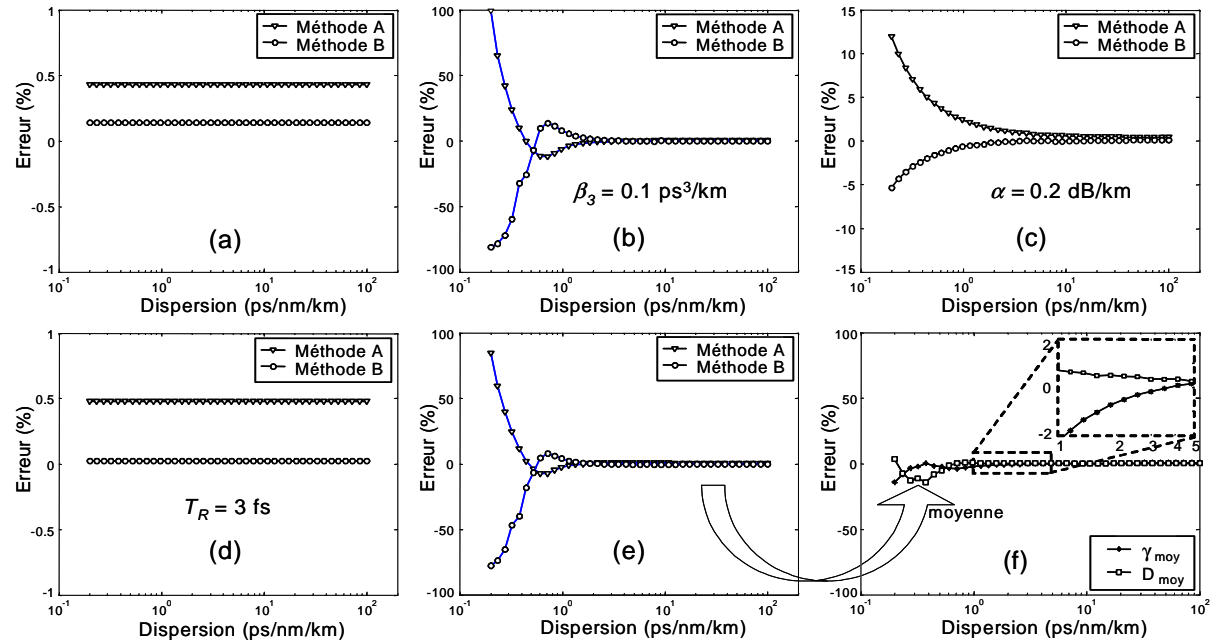


Figure 2 : Erreur obtenue par chacune des deux méthodes dans le cas idéal (a) et dans les cas où sont pris en compte la dispersion d'ordre 3 (b), l'atténuation (c), les effets non-linéaires d'ordre supérieur (d) et chacun de ces trois effets en même temps (e). La moyenne des résultats obtenus par les deux méthodes minimise l'erreur(f).

conséquence, la mesure de  $\gamma$  sera entachée d'erreur. Pour pallier à cet inconvénient nous proposons de mesurer, en plus du facteur  $F_c$ , le paramètre  $R$  que l'on définit comme le rapport entre l'intensité du pic principal de l'impulsion compressée et l'intensité des pics secondaires (voir figure 1), ces mesures étant effectuées au niveau de la trace d'autocorrélation de l'impulsion. Nous avons établi la relation permettant de relier  $L/z_0$  à  $R$  :

$$\frac{L}{z_0} \approx -\frac{9.775}{R\sqrt{R}} + \frac{18.075}{R} - \frac{11.347}{\sqrt{R}} + 2.438. \quad (4)$$

La mesure de  $R$  permet donc également de déterminer la valeur de  $D$ . C'est la méthode B.

En théorie, les méthodes A et B doivent donner la même valeur de  $D$ . En pratique, parce que les relations (3) et (4) sont des formules approchées qui, de plus, négligent l'atténuation de la fibre et les effets non-linéaires d'ordre supérieur, les valeurs de  $D$  obtenues avec les deux méthodes diffèrent. Nous avons donc entrepris une étude systématique de l'erreur occasionnée par chacune des deux méthodes en fonction de la valeur de la dispersion à mesurer dans le cas idéal (a) et dans les cas où sont pris en compte la dispersion d'ordre 3 de la fibre (b), l'atténuation (c), les effets non-linéaires d'ordre supérieur (d) et chacun de ces trois effets en même temps (e). Les paramètres de simulation sont les mêmes pour la figure 1. Les figures 2(a) à 2(e) synthétisent ces résultats. On remarque que, dans le cas idéal, l'erreur est inférieure à 0.5 % pour les deux méthodes. Cette erreur provient du caractère approché des formules (3) et (4). On remarque, d'après les figures 2(b) et 2(c) que l'atténuation et la dispersion d'ordre 3 influencent beaucoup la précision de la mesure, surtout lorsque la dispersion à mesurer est inférieure à 1 ps/km/nm. Les effets non-linéaires d'ordre supérieur influencent peu la précision de la mesure pour les paramètres considérés. Dans tous les cas précédents nous remarquons que les erreurs engendrées par les méthodes A et B sont de signe opposé. Ceci s'explique par la nature même de la compression soliton. En effet, lorsqu'un des effets, négligés dans les formules approchées, contribue à une meilleure compression de l'impulsion, le facteur  $F_c$  mesuré est surévalué alors que le facteur  $R$  est sous-évalué, et réciproquement. Afin de minimiser l'erreur occasionnée par l'une ou l'autre des méthodes nous proposons de faire une moyenne des résultats obtenus par chacune des deux méthodes. L'erreur résiduelle commise est représentée en fonction de  $D$  sur la figure 2(e). On constate que l'erreur est inférieure à 2 % pour des valeurs de dispersion supérieures à 1 ps/km/nm.

#### 4. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Afin de valider notre méthode nous avons effectué des mesures à la longueur d'onde de 1560 nm sur trois types de fibres en silice : une fibre monomode standard de dispersion  $D = 18.4$  ps/km/nm et de coefficient  $\gamma = 1.4$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>, une fibre à dispersion décalée de dispersion  $D = 5.2$  ps/km/nm et de coefficient  $\gamma = 2$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> et une fibre microstructurée non-linéaire de dispersion  $D = 120$  ps/km/nm et de coefficient  $\gamma = 26$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>. Les valeurs de  $D$  sont données par le fabricant et les valeurs de  $\gamma$  ont été mesurées par nos soins par la mesure de l'aire effective :  $\gamma = 2\pi n_2/(\lambda A_{eff})$  avec  $n_2 = 2.6 \cdot 10^{-20}$  w/cm<sup>2</sup>. Les valeurs de  $D$  et  $\gamma$  obtenus grâce à notre méthode sont résumées dans le tableau 1. Ces valeurs sont en bon accord avec les valeurs réelles.

Fibre	L (m)	D <sub>mesuré</sub> (ps/nm/km)	γ <sub>mesuré</sub> (W <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> )
HF	22	120	27.00
SMF	308	17.4	1.37
NZDSF	2050	5.1	1.85

Tableau 1: Valeurs expérimentales

#### CONCLUSION

Nous avons proposé une méthode permettant de mesurer simultanément la valeur de la dispersion d'ordre deux et le coefficient non-linéaire de fibres optiques en régime anormal de dispersion. Cette méthode est simple à mettre en œuvre et permet d'obtenir une précision meilleure que 2 % sur une large gamme de valeurs de dispersion.

#### RÉFÉRENCES

- [1] G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics 2<sup>nd</sup> Edition. Academic Press, 1995.
- [2] P. S. André *et al.*, Simultaneous measurement of the nonlinear refractive index and chromatic dispersion of optical fibers by four-wave mixing, Microw. & Opt. Technol. Lett. **34**, p. 305 (2002).
- [3] C. Mazzali *et al.*, Simple method for measuring dispersion and nonlinear coefficient near the zero-dispersion wavelength of optical fibers, IEEE Photon. Technol. Lett. **11**, p. 251 (1999).
- [4] J. Fatome *et al.*, Measurement of Nonlinear and Chromatic Dispersion Parameters of Optical Fibers using Modulation Instability, Optical Fiber Technology **12**, p. 243 (2006).



# REGIME MULTI-IMPULSIONNEL DANS UN LASER A FIBRE DOPEE ERBIUM CONTENANT UN ABSORBANT SATURABLE

Alexandra Lagrost<sup>1</sup>, Thierry Chartier<sup>1</sup>, Mathilde Gay<sup>1</sup>, Thanh Nam Nguyen<sup>1</sup>, Pascal Besnard<sup>1</sup>, David Massoubre<sup>2</sup>, Jean-Louis Oudar<sup>2</sup>

<sup>1</sup> UMR CNRS FOTON, ENSSAT, 6 rue de Kerampont, 22 300 Lannion, France

<sup>2</sup> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures CNRS, Route de Nozay, 91 460 Marcoussis, France

Thierry.Chartier@enssat.fr

## RESUME

Nous présentons des résultats concernant un régime multi-impulsionnel obtenu dans un laser à fibre dopée erbium utilisant un miroir à absorbant saturable pour assurer le blocage de modes passif. Ce régime se caractérise par l'émission stable de 16 impulsions liées de durée 2,3 ps séparées de 10 ps. Ces impulsions sont compressées à 430 fs dans un tronçon de fibre à dispersion négative.

**MOTS-CLEFS :** *Laser à fibre dopée erbium, blocage de modes passif, miroir à absorbant saturable, régime multi-impulsionnel.*

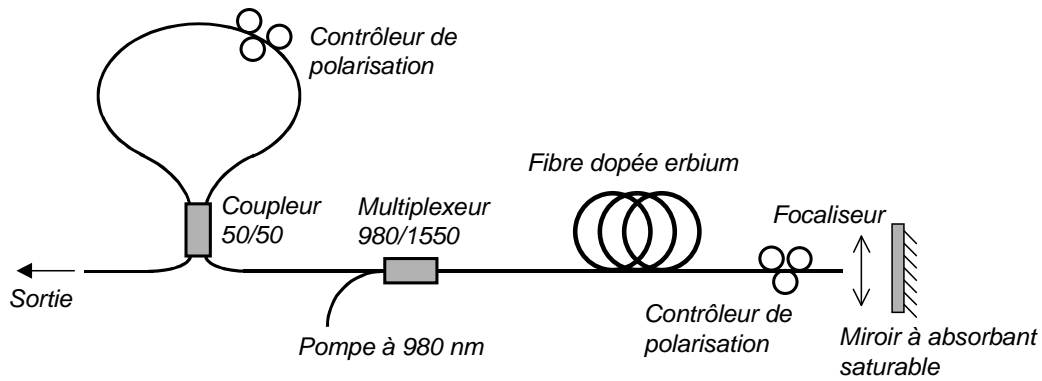
## 1. INTRODUCTION

La dynamique non-linéaire des lasers à fibre en régime modes bloqués a fait l'objet de nombreuses études à la fois théoriques et expérimentales. Récemment, des régimes multi-impulsionnels ont été observés dans des lasers à fibre aux longueurs d'onde de 1550 nm [1] et 1060 nm [2]. Ces régimes sont caractérisés par l'émission de paquets d'impulsions liées, d'une remarquable stabilité. Ce phénomène est correctement interprété grâce à la théorie des solitons dissipatifs [1]. Ces paquets d'impulsions sont généralement des doublets, triplets ou quadruplets d'impulsions obtenus dans des lasers à fibre verrouillés en phase par la technique de rotation non-linéaire de polarisation. Les régimes multi-impulsionnels (ou multisolitons) comportant un plus grand nombre d'impulsions ont été observés [3] mais, en raison de leur manque de stabilité, ils ont été interprétés comme des dislocations de triplets ou quadruplets d'impulsions. L'analyse théorique des régimes comprenant un grand nombre d'impulsions est quasi-inexistante dans la mesure où elle est très coûteuse en temps de calcul [3].

Nous rapportons dans cette communication l'observation de paquets d'impulsions liées comprenant jusqu'à une vingtaine d'impulsions, régulièrement espacées et d'une grande stabilité. La cavité est de type Fabry-Perot et le verrouillage de modes est assuré au moyen d'un miroir à absorbant saturable.

## 2. CONFIGURATION EXPERIMENTALE

Le schéma du laser est représenté sur la figure 1. La fibre dopée erbium a une longueur de 5 m et la valeur de sa dispersion est de  $-16$  ps/km/nm. L'absorbant saturable est une microcavité à faible énergie de commutation [4] et fort contraste ( $> 15$ dB) en réflexion, comprenant 7 puits quantiques InGaAs/InAlAs, et présentant un temps de réponse de 5 ps. Un coupleur à fibre, utilisé en miroir à boucle, fait office de miroir de sortie. Le coefficient de réflexion de ce miroir est de l'ordre de 70 %. La boucle est constituée de 2 m de fibre SMF (dispersion de  $+17$  ps/km/nm). La longueur totale de fibre SMF présente dans la cavité (boucle comprise) est de 6 m.

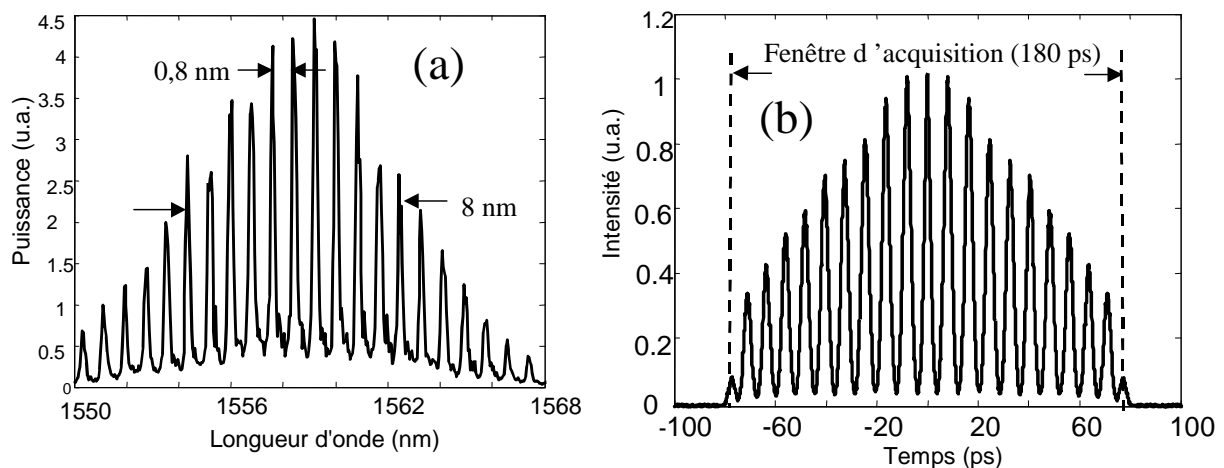


**Figure 1 :** Configuration expérimentale du laser.

### 3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

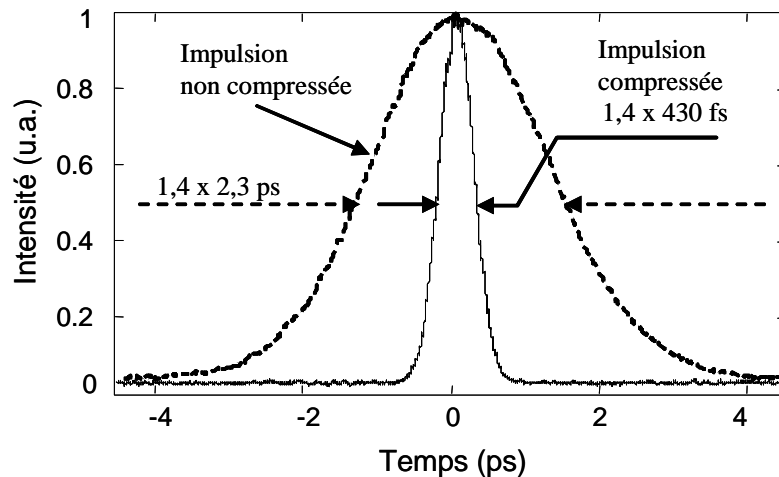
Le laser a un fonctionnement continu près du seuil (12 mW). La dynamique devient impulsionnelle de type modes bloqués vers 25 mW de puissance pompe. Elle est d'abord caractérisée par un régime multi-impulsionnel de quelques impulsions seulement puis le nombre d'impulsions augmente avec la puissance de pompe. Une vingtaine d'impulsions peut être obtenue pour une puissance de pompe de 110 mW (puissance maximum de la diode de pompe). Ces paquets d'impulsions sont séparés de 110 ns (temps d'aller et retour de la cavité). Les impulsions ont une durée d'environ 2,3 ps. L'écart temporel  $\Delta t$  entre les impulsions à l'intérieur d'un paquet est régulier. Cet écart varie en fonction de la puissance de pompe, il est minimum et vaut 5,5 ps pour 110 mW de pompe. Les impulsions émises sont liées en phase, ceci se traduit par une forte modulation du spectre optique à la fréquence  $1/\Delta t$  [1].

La figure 2(a) présente un exemple de spectre optique obtenu pour une puissance de pompe de 90 mW. La modulation de 0,8 nm correspond à une fréquence  $1/\Delta t = 100$  GHz, c'est-à-dire à un écart entre impulsions de 10 ps. La largeur à mi-hauteur du spectre est de 8 nm environ. La trace d'autocorrélation, présentée sur la figure 2(b), fait apparaître un grand nombre d'impulsions régulièrement espacées de 10 ps. La fenêtre d'acquisition de l'autocorrélateur, limitée à 180 ps dans notre cas, ne nous permet pas de déterminer le nombre total d'impulsions. Nous déduisons cependant, de l'enveloppe triangulaire de la trace d'autocorrélation, que les impulsions sont de même intensité et régulièrement espacées. Dans ce cas, pour un nombre  $N$  d'impulsions, la différence entre les intensités crêtes de deux pics adjacents de la trace d'autocorrélation divisée par l'intensité crête du pic central est égale à  $1/N$ . Nous déduisons donc, de la trace d'autocorrélation de la figure 2(b), que ce régime multi-impulsionnel comprend 16 impulsions liées.



**Figure 2 :** (a) Spectre optique et (b) trace d'autocorrélation pour une puissance de pompe de 90 mW.

La largeur à mi-hauteur du spectre (environ 8 nm) et la durée de l'impulsion (2,3 ps) conduisent à un produit  $\Delta\lambda\Delta\nu$  égal à 2,3. En compressant le train d'impulsions dans 10 m de fibre de valeur de dispersion égale à  $-29$  ps/km/nm, nous obtenons un train d'impulsions de durée égale à 430 fs séparées de 10 ps. Le produit  $\Delta\lambda\Delta\nu$  devient alors égal à 0.44, indiquant que la limite de Fourier est atteinte en supposant une impulsion de forme gaussienne. La figure 3 montre un exemple d'impulsion avant et après compression.



**Figure 3** : Détail d'une impulsion avant et après compression

Quel que soit le nombre d'impulsions, le régime multi-impulsionnel est d'une grande stabilité (l'allure temporelle ne subit aucune variation sur une durée de plusieurs heures) et facilement reproductible.

### CONCLUSION

Nous avons obtenu un régime multi-impulsionnel dans un laser à fibre dopée erbium à l'aide d'une cavité linéaire dont le verrouillage de modes est assuré par un miroir à absorbant saturable. Ce régime se caractérise par un train de 16 impulsions liées séparées de 10 ps et pouvant être compressées jusqu'à 430 fs.

### REMERCIEMENTS

Les auteurs remercient Yves Jaouen et Renaud Gabet (ENST, Paris) pour la mesure de la dispersion de la fibre dopée erbium et Gilles Martel (CORIA, Université de Rouen) pour ses conseils éclairés.

### RÉFÉRENCES

- [1] P. Grelu, F. Belhache, F. Gutty and J. M. Soto-Crespo, « Relative phase locking of pulses in a passively mode-locked fiber laser », J. Opt. Soc. Am. B **20**, p. 863 (2003).
- [2] B. Ortaç, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, P. Grelu, H. Leblond and F. Sanchez, « Generation of bound states of three ultrashort pulses with a passively mode-locked high-power Yb-doped double-clad fiber laser », IEEE Photonics Technology Letters **16**, p. 1274 (2004).
- [3] P. Grelu, J. M. Soto-Crespo, « Multisoliton states and pulse fragmentation in a passively mode-locked fiber laser », Journal of Optics B: Quantum Semiclass. Opt. **6**, p. S271 (2004).
- [4] D. Massoubre, J-L. Oudar, J. Dion, J-C. Harmand, A. Shen, J. Landreau, and J. Decobert, "Scaling of the switching energy in microcavity saturable absorber devices", Appl. Phys. Lett. **88**, 153513 (2006).



# Caractérisation théorique du régénérateur 2R exploitant l'automodulation de phase dans une fibre optique

Thanh Nam Nguyen, Thierry Chartier, Laurent Bramerie, Jean-Claude Simon

FOTON (UMR CNRS 6082), ENSSAT, 6 rue de Kerampont, BP 80518, 22 305 Lannion cedex, France. [nguyen@enssat.fr](mailto:nguyen@enssat.fr).

Julien Fatome, Stéphane Pitois, Fida Baz, Christophe Finot

Institut Carnot de Bourgogne (ICB), UMR 5209 CNRS-Université de Bourgogne, 9 Av. A. Savary, BP 47 870, F-21078 DIJON.

**Abstré :** Nous étudions théoriquement un régénérateur 2R exploitant l'automodulation de phase dans une fibre optique, suivie d'un filtrage spectral décalé en fréquence. Nous utilisons deux approches différentes mais complémentaires : l'approche « fonction de transfert » et l'approche « amélioration du facteur Q ». Nous mettons notamment en évidence l'impact de la gigue temporelle pour expliquer un désaccord entre les deux approches.

## 1. Introduction

La fonction de régénération optique du signal suscite depuis quelques années un intérêt croissant. Cette fonction vise à limiter la dégradation de la qualité du signal optique [1]. Parmi les techniques de régénération optique, celles basées sur l'utilisation de l'effet Kerr dans des fibres optiques sont séduisantes par leur simplicité et leur temps de réponse instantané. Dans cette communication nous étudions théoriquement la technique de régénération 2R proposée par Mamyshev [2]. A cette occasion, nous faisons le lien entre deux approches communément utilisées pour décrire théoriquement ce régénérateur : l'approche « fonction de transfert » et l'approche « amélioration du facteur Q ». Si ces deux approches convergent sur certains points elles diffèrent sur l'estimation de la puissance optimale de fonctionnement du régénérateur. Nous expliquons la raison de cette différence en mettant en évidence le rôle de la gigue temporelle induite par le régénérateur lui-même.

## 2. La fonction de transfert du régénérateur

Le schéma de principe de la technique de régénération 2R proposée par Mamyshev [2] est décrit sur la figure 1(a). L'effet Kerr, exacerbé dans une fibre optique, génère, par automodulation de phase, des fréquences en dehors du spectre initial situé autour de  $\lambda_0$ . Plus l'intensité optique est importante et plus les fréquences sont décalées. Seules les intensités atteignant un niveau suffisant sont alors transmises par le filtre centré en  $\lambda_f$ . Ce dispositif agit donc comme un discriminateur de puissance dont la courbe de transmission non-linéaire est représentée sur la figure 1(b). Cette courbe s'obtient par résolution numérique de l'équation de Schrödinger non-linéaire pour une impulsion, c'est l'approche « fonction transfert ». En fonction du décalage spectral du filtre de sortie, trois types de fonctions de transmission peuvent être obtenues, notées A, B, et C sur la figure 1(b). Récemment, Provost *et al.* [3] ont élaboré des règles générales de conception permettant d'optimiser les nombreux paramètres d'un tel régénérateur (non-linéarité, dispersion et longueur de la fibre, largeur et décalage du filtre) afin d'obtenir la meilleure amélioration du taux d'extinction du signal. Le meilleur jeu de paramètres est obtenu pour une courbe de type B. Cette courbe présente deux plateaux horizontaux relativement larges (un plateau pour les faibles puissances crêtes et un plateau pour de plus fortes puissances crêtes) permettant de réduire simultanément et de manière efficace le bruit sur les symboles « zéro » et sur les symboles « un ». Il apparaît alors que la puissance crête optimale pour les symboles « un » se situe au niveau du second plateau.

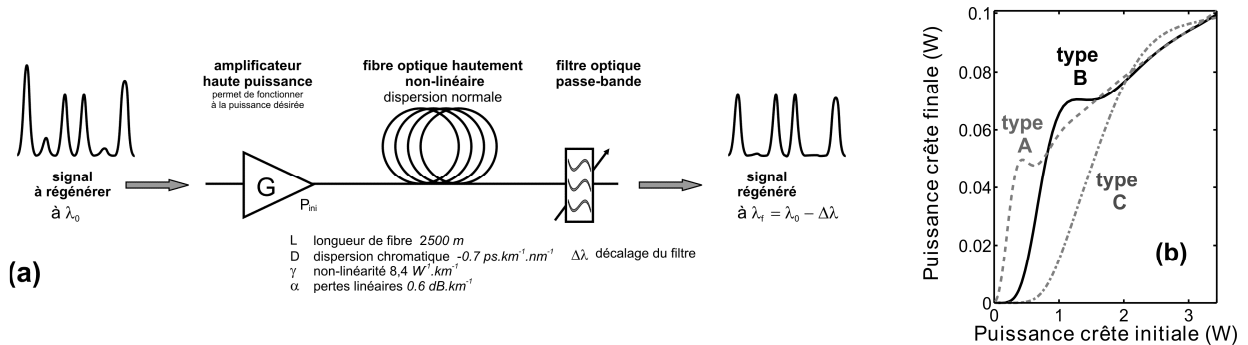


Fig. 1 : (a) schéma du régénérateur 2R selon la technique de Mamyshev. Les paramètres utilisés correspondent à ceux détaillés dans la référence [4] et (b) différentes fonctions de transfert obtenues pour différents décalages spectraux du filtre (types A, B et C, obtenus pour  $\Delta\lambda = 100, 280$  et  $460$  GHz respectivement).



### 3. L'amélioration du facteur Q

Une autre approche pour caractériser le régénérateur de Mamyshev est basée sur « l'amélioration du facteur Q » du signal. Le facteur Q détermine la qualité d'un signal après détection. Sa définition est illustrée sur la figure 2(a). Pour estimer l'amélioration du facteur Q par la technique de Mamyshev, Nguyen *et al.* [4] ont modélisé le processus de régénération par le schéma de la figure 3. En entrée du régénérateur, un signal à 40 Gbit/s constitué d'impulsions gaussiennes est dégradé par une source d'émission spontanée générant un bruit blanc gaussien. Le régénérateur est constitué d'une fibre optique non-linéaire et d'un filtre de sortie décalé. La détection est composée d'un détecteur idéal suivi d'un filtre électrique. L'amélioration du facteur Q est quantifiée par le rapport  $Q_I$  (en dB), entre le facteur Q du signal sans le régénérateur et le facteur Q du signal en présence du régénérateur. La figure 2(b) représente  $Q_I$  en fonction de la puissance crête  $P_1$  des symboles « un » pour un taux d'extinction en entrée de 20 dB et un rapport signal à bruit optique (OSNR) en entrée de 27 dB mesuré sur une bande de 0,1 nm. Pour le jeu de paramètres utilisés au cours de cette étude [4], l'amélioration maximum du facteur Q est de 2 dB pour une puissance crête  $P_1$  de 1,8 W. Sur la figure 2(b) est également représentée la fonction de transfert, décrite au paragraphe 2. Nous avons pu vérifier que l'approche « amélioration du facteur Q » confirme que la fonction de transfert de type B est la fonction de transfert optimale car elle permet d'atteindre les valeurs de  $Q_I$  les plus élevées. Cependant, on note que les deux approches diffèrent par l'estimation de la puissance crête de fonctionnement des symboles « un » : 1,8 W pour la valeur maximum de  $Q_I$  contre 1,3 W pour la puissance au centre du second plateau horizontal dans l'approche « fonction de transfert ».

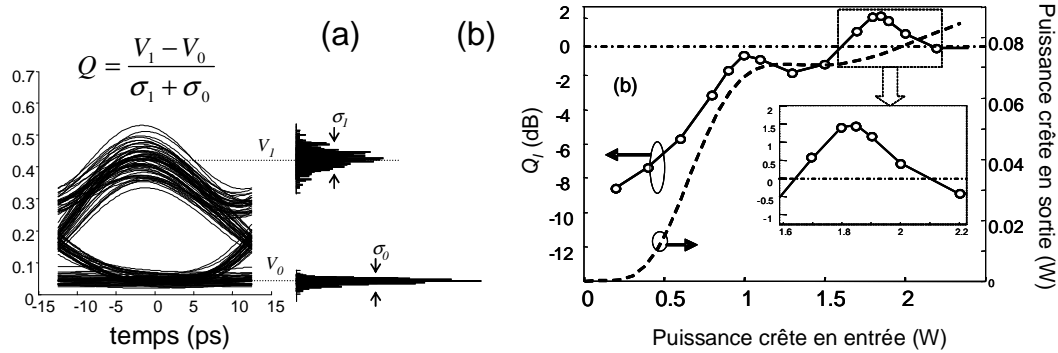


Fig. 2 : (a) définition du facteur Q et (b) évolution de  $Q_I$  en fonction  $P_1$ .

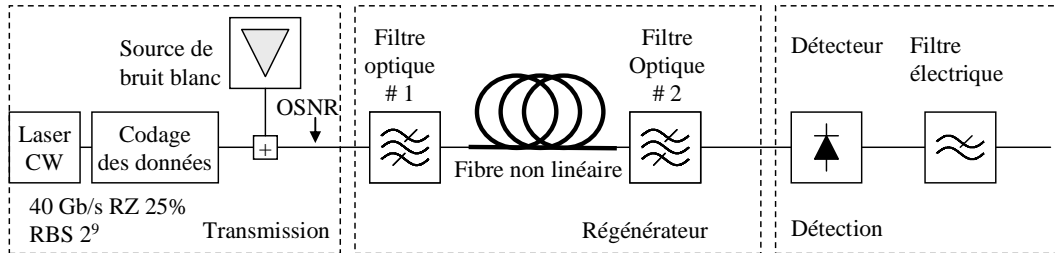


Fig. 3 : Schéma utilisé pour la modélisation de l'amélioration du facteur Q.

### 4. Le rôle de la gigue temporelle

Afin d'expliquer la différence entre les points de fonctionnement obtenus à l'aide des deux approches précédentes, nous devons nous intéresser à la gigue temporelle introduite par le régénérateur. En effet, en raison du principe même de l'automodulation de phase, des impulsions de puissances crêtes différentes ne se trouvent pas extraites au même instant du régénérateur, conduisant alors, comme illustré sur la figure 4, à un décalage temporel  $\Delta T$ . La gigue temporelle correspond à l'amplitude de ce décalage pour des variations de puissance crête données. La gigue temporelle dégrade la qualité du signal à la détection et affecte le facteur Q du signal. Sur la figure 5(a), nous avons tracé ce décalage  $\Delta T/\tau_e$ , référencé par rapport à une impulsion initiale et normalisé par la durée à mi-hauteur  $\tau_e$  de l'impulsion initiale, en fonction de  $P_1$ . Les paramètres de simulation sont identiques à ceux de la référence [4]. Nous remarquons que, dans la zone correspondant au plateau de la fonction de transfert (zone 1), les variations de  $\Delta T/\tau_e$  sont importantes, impliquant une gigue temporelle pouvant aller jusqu'à 20 % de  $\tau_e$ . Par contre, pour des puissances plus élevées, dans une zone quasi linéaire de la fonction de transfert (zone 2), les variations de  $\Delta T/\tau_e$  sont quasi-nulles, impliquant une gigue temporelle quasi inexistante. Le point de

fonctionnement optimal pour la puissance crête des symboles « un » doit donc être un compromis entre un point de fonctionnement dans la zone 1 où le bruit d'amplitude est réduit et un point de fonctionnement dans la zone 2 où la gigue temporelle introduite par le régénérateur est minimale. En raison de son caractère unique, permettant de quantifier les dégradations d'un signal dues aux variations d'amplitude et à la gigue temporelle, le facteur Q est un indicateur des performances du régénérateur. La figure 2(b) nous indique effectivement que le point de fonctionnement optimal se situe dans la zone intermédiaire entre les zones 1 et 2. La figure 5(b) représente quant à elle l'évolution de la durée à mi-hauteur  $\tau_s$  de l'impulsion de sortie (normalisée par rapport à  $\tau_e$ ) en fonction de  $P_1$ . On remarque que la zone où a lieu l'amélioration maximum du facteur Q correspond également à la zone qui préserve au mieux les durées d'impulsions.

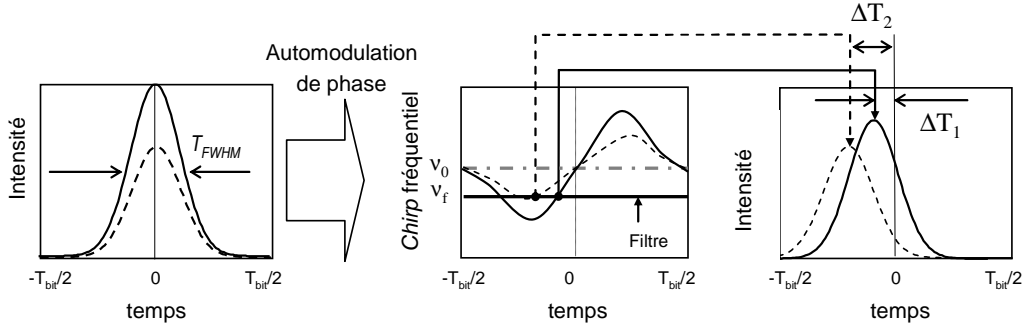


Fig. 4 : Illustration du décalage temporel induit par automodulation de phase entre deux impulsions de puissance crête différente.

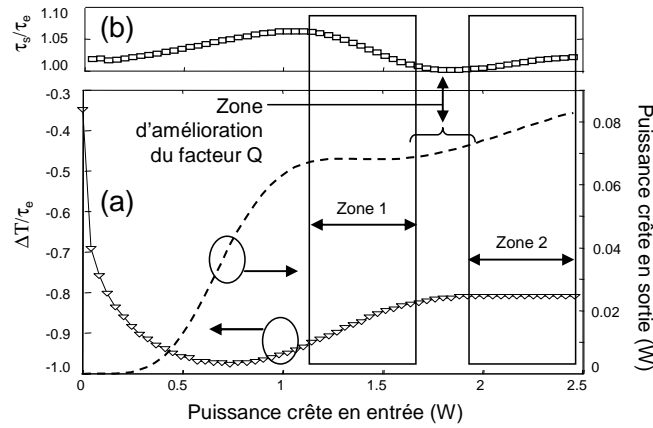


Fig. 5 : (a) évolution de l'écart temporel  $\Delta T/\tau_e$  et (b) évolution de la durée  $\tau_s/\tau_e$  de l'impulsion de sortie en fonction de  $P_1$ .

## 6. Conclusions

Nous avons présenté deux approches pour étudier le régénérateur de type Mamyshev. Les deux approches confirment que la fonction de transfert de type B est la plus adaptée à la régénération 2R. Notre étude montre également que la puissance de travail optimale pour les symboles « un » doit être un compromis entre une puissance limitant le bruit d'amplitude et une puissance limitant la gigue temporelle. Ce travail doit maintenant être poursuivi par un calcul plus précis en termes de probabilités d'erreur car l'approche « amélioration du facteur Q » repose sur l'hypothèse (non prouvée) d'une statistique gaussienne.

Ce travail est financé par l'Agence Nationale de la Recherche, AAP Télécommunications 2006, projet FUTUR. Les auteurs remercient Irène Joindot et Michel Joindot (FOTON) pour leurs commentaires sur le manuscrit.

## Références

- [1] J.-C. Simon, L. Bramerie, F. Ginovart, V. Roncin, M. Gay, S. Fève, E. Le Cren, and M.-L. Charès, "All optical regeneration techniques," *Ann. Télécommun.* **58**, no. 11-12 (2003).
- [2] P. V. Mamyshev, "All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect," in *Proceedings of the 1998 European Conference on Optical Communications (ECOC, Madrid, 1998)* 1, 475-476 (1998).
- [3] L. Provost, C. Finot, P. Petropoulos, K. Mukasa, D. Richardson, "Design scaling rules for 2R-optical self-phase modulation-based regenerators," *Optics Express* **15**, 5100 (2007).
- [4] T. N. Nguyen, M. Gay, L. Bramerie, T. Chartier, J.-C. Simon, and M. Joindot, "Noise reduction in 2R-regeneration technique utilizing self-phase modulation and filtering," *Optics Express* **14**, 1737 (2006).



# Optimisation de la méthode *split-step Fourier* symétrique pour résoudre l'équation non-linéaire de Schrödinger

Thanh Nam Nguyen et Thierry Chartier

FOTON (UMR CNRS 6082), ENSSAT, 6 rue de Kerampont, BP 80518, 22 305 Lannion cedex, France.

nguyen@enssat.fr

**Abrégé :** Nous proposons une optimisation de la méthode *split-step Fourier* symétrique permettant de réduire le temps de calcul de la solution numérique de l'équation non-linéaire de Schrödinger d'un facteur de l'ordre de 33 %, tout en conservant la même précision.

## 1. Introduction

La propagation non-linéaire d'un signal dans une fibre optique est gouvernée par l'équation non-linéaire de Schrödinger [1]. Cette équation peut être résolue par diverses méthodes numériques. Parmi ces méthodes, les méthodes dites *split-step Fourier* (SSF) sont les plus couramment utilisés [1,2]. Dans la famille des méthodes SSF, la méthode dite *split-step Fourier* symétrique (SSF-S) est une des méthodes les plus répandues en raison de la bonne précision de sa solution numérique et de la simplicité de son algorithme [1]. Améliorer la rapidité d'exécution de l'algorithme de SSF-S, tout en conservant la même précision, est un but souvent recherché. Dans cette communication, nous présentons une nouvelle méthode qui permet la réduction du temps de calcul de l'algorithme de SSF-S d'un facteur de l'ordre de 33%.

## 2. L'équation non-linéaire de Schrödinger et la méthode *split-step Fourier*

La propagation d'impulsions dans une fibre optique subit l'influence de trois phénomènes principaux : les pertes, la dispersion chromatique et la non-linéarité de type Kerr. Ces trois effets sont pris en compte au sein d'une équation unique : l'équation non-linéaire de Schrödinger (ENLS) [1] :

$$\frac{\partial U(z, \tau)}{\partial z} = -\frac{1}{2}\alpha U(z, \tau) - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 U(z, \tau)}{\partial \tau^2} + i\gamma |U(z, \tau)|^2 U(z, \tau) \quad (1)$$

où  $U(z, \tau)$  est l'enveloppe lentement variable du champ électrique,  $z$  distance de propagation,  $\alpha$  les pertes,  $\beta_2$  le coefficient de dispersion du deuxième ordre,  $\tau$  le temps (dans un référentiel qui se propage à la vitesse de groupe de l'impulsion) et  $\gamma$  le coefficient non-linéaire Kerr. L'équation (1) se réécrit comme suit :

$$\frac{\partial U}{\partial z} = (\mathbf{L} + \mathbf{N})U \quad (2)$$

où  $\mathbf{L}$  est un opérateur linéaire  $\mathbf{L} = -\frac{1}{2}\left(\alpha + i\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2}\right)$  et  $\mathbf{N}$  un opérateur non-linéaire  $\mathbf{N} = i\gamma |U(z, \tau)|^2$ . La solution

de l'équation (2) peut être établie si on suppose  $\mathbf{N}$  constant. Cette hypothèse est valable si on suppose la propagation sur une très courte distance notée  $h$ . Dans ce cas, la solution en  $h$  s'écrit :

$$U(h, \tau) = \exp[h(\mathbf{L} + \mathbf{N})]U(0, \tau) \quad (3)$$

Pour considérer la propagation sur une plus grande distance, on divise la longueur  $L$  d'une fibre en plusieurs petits tronçons de longueur  $h$  et on applique l'équation (3) sur chaque tronçon. La solution au bout d'une distance  $L$  est une solution approximative dont la précision dépend du nombre de tronçons. Cette technique porte le nom de *split-step*. L'équation (3) se réécrit pour un pas quelconque de  $z$  à  $z+h$  et peut être approximée par la formule de Baker-Hausdorff [3] au premier ordre :

$$U(z+h, \tau) = \exp[h(\mathbf{L} + \mathbf{N})]U(z, \tau) \approx \exp(h\mathbf{L})\exp(h\mathbf{N})U(z, \tau) \quad (4)$$

En d'autres termes, on peut considérer que l'effet non-linéaire (l'effet de Kerr) et l'effet linéaire (la dispersion et les pertes) agissent successivement et séparément sur un tronçon de longueur  $h$ . Pour résoudre l'équation (4), il faut donc résoudre les deux équations suivantes consécutivement :

$$V(z+h, \tau) = \exp(h\mathbf{N})U(z, \tau) \quad (5)$$

$$U(z+h, \tau) = \exp(h\mathbf{L})V(z+h, \tau) \quad (6)$$

L'équation (5) se résout simplement car  $\mathbf{N}$  est un terme multiplicatif constant. La résolution de l'équation (6) est moins immédiate car  $\mathbf{L}$  contient l'opérateur différentiel. Cependant, après la transposition dans le domaine des

fréquences au moyen de la transformée de Fourier, l'opérateur différentiel devient un opérateur multiplicatif et l'équation se résout simplement. Une transformée de Fourier inverse permettra de revenir dans le domaine du temps. Finalement, en appliquant cette technique, la solution de l'ENLS s'écrit :

$$U(z+h, \tau) = F^{-1} \left[ \exp \left( -\frac{h}{2} (i\beta_2 (i\omega)^2 + \alpha) \right) F \left[ \exp(i\gamma |U(z, \tau)|^2) U(z, \tau) \right] \right] \quad (7)$$

où  $F$  est l'opérateur transformée de Fourier (TF) et  $F^{-1}$  l'opérateur TF inverse. Cette technique de résolution de l'ENLS porte le nom de méthode *split-step Fourier* (SSF). La popularité de cette technique vient de l'existence des algorithmes appelés *fast Fourier transform* (FFT) pour le calcul numérique rapide des TF. Néanmoins, c'est ce nombre de FFT qui détermine essentiellement le temps de calcul de la méthode SSF. On note que la méthode SSF nécessite deux FFT par tronçon (une TF et une TF inverse).

### 3. La méthode *split-step Fourier* symétrique

Il a été démontré que la précision de la solution numérique de l'ENSL peut être augmentée si l'on prend l'approximation de Baker-Hausdorff au deuxième ordre plutôt qu'au premier ordre et si l'on considère la dépendance en  $z$  de l'opérateur  $\mathbf{N}$ . Dans ce cas, l'équation (4) doit être remplacée par l'équation suivante [1,4] :

$$U(z+h, \tau) = \exp \left( \frac{h}{2} \mathbf{L} \right) \exp \left( \int_z^{z+h} h \mathbf{N}(z) \right) \exp \left( \frac{h}{2} \mathbf{L} \right) U(z, \tau) \quad (8)$$

Cette méthode est appelée *split-step Fourier* symétrique (SSF-S) [1,5] car l'effet non-linéaire est maintenant appliqué au centre du tronçon de longueur  $h$  alors que l'effet linéaire est réparti sur un premier tronçon de longueur  $h/2$  puis sur un second tronçon de longueur  $h/2$ . Pour résoudre l'équation (8), une nouvelle problématique se pose pour évaluer la dépendance en  $z$  de l'opérateur  $\mathbf{N}$ . Une règle trapézoïdale peut être appliquée pour estimer l'effet non-linéaire [1,4] :

$$U(z+h, \tau) = \exp \left( \frac{h}{2} \mathbf{L} \right) \exp \left( \frac{h}{2} [\mathbf{N}(z) + \mathbf{N}(z+h)] \right) \exp \left( \frac{h}{2} \mathbf{L} \right) U(z, \tau) \quad (9)$$

La problématique est maintenant de déterminer l'opérateur  $\mathbf{N}(z+h)$  qui diffère de  $\mathbf{N}(z)$  (supposé connu à la fin du tronçon précédent). La résolution de l'équation (9) se fait en deux étapes [1,4]:

- i.  $\mathbf{N}(z+h)$  est remplacé par  $\mathbf{N}(z)$  dans l'équation (9) afin de calculer une valeur temporaire de  $U(z+h)$ . Cette valeur temporaire permet de déterminer une valeur temporaire de  $\mathbf{N}(z+h)$ .
- ii. La valeur temporaire de  $\mathbf{N}(z+h)$  est introduite dans l'équation (9) pour trouver la valeur définitive de  $U(z+h)$ . Cette valeur définitive de  $U(z+h)$  permettra de trouver la valeur définitive de  $\mathbf{N}(z+h)$  pour le calcul du prochain tronçon.

Les figures 1(a) et 1(b) représentent, de façon schématique, les techniques de résolution de l'ENSL par les méthodes SSF et SSF-S respectivement. En dépit du fait que la méthode SSF-S nécessite trois fois plus de FFT que la méthode SSF (six FFT au lieu de deux FFT, donc trois fois plus de temps de calcul), elle permet d'accroître de manière remarquable la précision de la solution, comme nous le verrons plus loin (figure 2).

### 4. Optimisation de la méthode SSF-S

Dans l'algorithme de la méthode SSF-S décrit sur la figure 1(b), on remarque que l'opérateur  $\mathbf{L}$  (nécessitant deux FFT) est appliqué deux fois de suite sur une distance  $h/2$  à chaque changement de tronçon. Il vient alors à l'idée de n'appliquer qu'une fois l'opérateur  $\mathbf{L}$  sur une distance  $h$  (de  $z-h/2$  à  $z+h/2$ ), ce qui permet d'économiser deux FFT. L'idée de regrouper les deux opérateurs linéaires n'est pas nouvelle [5] mais sa difficulté à l'appliquer réside dans le fait que, en raison de la méthodologie décrite au paragraphe 3, le champ  $U(z)$  en  $z$  doit être connu. A ce jour, nous n'avons relevé aucune méthode permettant de surmonter cette difficulté. La solution que nous proposons est la suivante. Pour un tronçon  $h$  quelconque, plutôt que de prévoir une valeur temporaire de  $U(z+h)$  à partir de la valeur *définitive* de  $U(z)$  calculée au tronçon précédent, nous calculons la valeur *temporaire* de  $U(z+h)$  à partir de la valeur *temporaire* de  $U(z)$  calculée au tronçon précédent. Cette solution évite d'avoir à calculer à chaque fin de tronçon la solution que nous avons appelée *définitive* mais qui n'est en réalité *définitive* que pour le dernier tronçon. La figure 1(c) illustre notre procédure qui permet d'économiser deux FFT sur les six FFT que nécessite la méthode SSF-S classique, réduisant ainsi le temps de calcul de 33 % environ.

### 5. Résultats de simulations

Nous avons appliqué notre méthode au cas d'une transmission monocanale sur 50 km de fibre standard ( $\beta_2 = -20$  ps<sup>2</sup>/km,  $\gamma = 1.3$  W<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup> et  $\alpha = 0.2$  dB/km). Trois cas sont considérés : (a) la non-linéarité de la fibre est

dominante ( $N^2 = 10$  avec  $N$  l'ordre de soliton [1]), (b) la dispersion de la fibre est dominante ( $N^2 = 1/10$ ) et (c) les deux phénomènes sont comparables ( $N = 1$ ). L'impulsion de durée de 10 ps est représentée dans une fenêtre de 320 ps avec un nombre de points égal à 2048. En effectuant les simulations pour différentes longueurs de tronçons, nous pouvons tracer l'évolution du nombre de FFT nécessaires à l'obtention du résultat en fonction de la précision de la solution pour les différentes méthodes abordées dans cette présentation et pour les trois cas considérés précédemment (figure 2). Nous avons alors un moyen de comparaison des temps de calcul des différentes méthodes pour une précision donnée. L'erreur est définie comme la différence relative entre le résultat de simulation et le résultat quasi-analytique, calculé par la méthode SSF-S utilisant un très grand nombre de tronçons (tronçons de 5 cm dans notre cas). Nous constatons bien que notre méthode *split-step Fourier* symétrique optimisée (SSF-SO) réduit le nombre nécessaire de FFT par rapport à la méthode SSF-S.

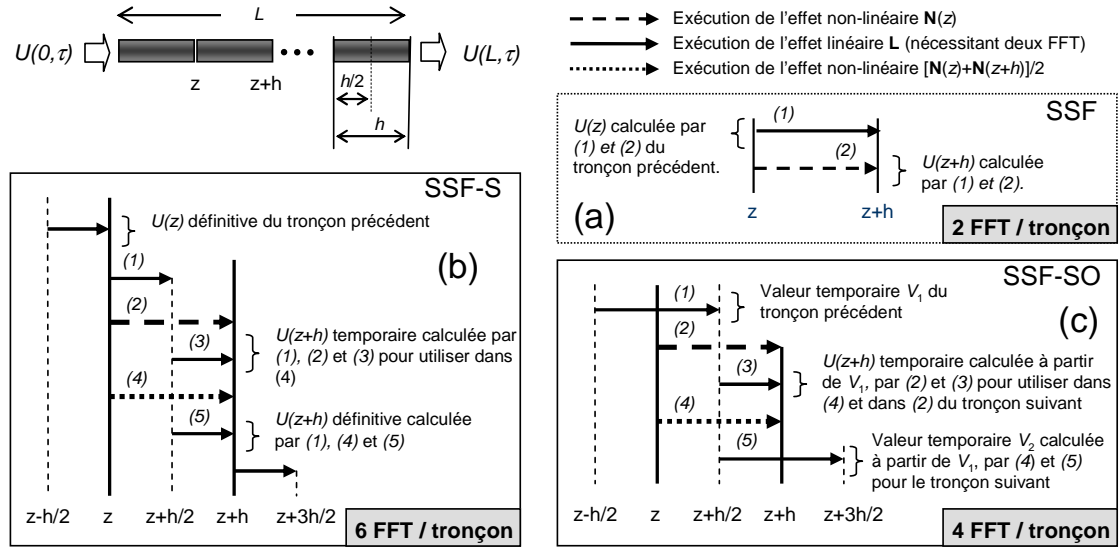


Fig. 1 : Illustration de l'algorithme la méthode SSF (a), SSF-S (b) et SSF-S optimisée (SSF-SO) (c).

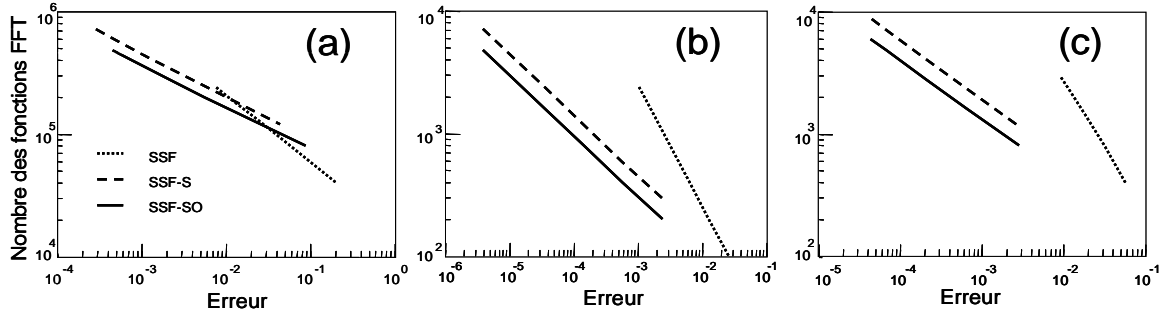


Fig. 2 : Comparaison des performances entre les méthodes SSF (pointillés), SSF-S (tirets) et SSF-SO (ligne continue) dans les trois cas suivants d'une transmission sur 50 km de fibre standard :  $N^2 = 10$  (a),  $N^2 = 1/10$  (b) et  $N = 1$  (c)

## 6. Conclusions

Nous avons proposé une optimisation de la méthode *split-step Fourier* symétrique (SSF-S) pour résoudre l'équation non-linéaire de Schrödinger. Cette optimisation nous permet de réduire le temps de calcul de la méthode SSF-S d'environ 33 % tout en gardant la même précision.

## Références

- [1] G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics 2<sup>nd</sup> Edition. Academic Press (1995)
- [2] R. Fisher et W. K. Bischel, Numerical studies of the interplay between self phase modulation and dispersion for intense plane wave laser pulses, J. Appl. Phys., **46**, 4921 (1975)
- [3] G. H. Weiss et A. A. Maradudin, The Baker-Hausdorff formula and a problem in crystal physics, J. Math. Phys. **3**, 771 (1962)
- [4] M. Lax *et al.*, Channeling of intense electromagnetic beams, J. Appl. Phys., **52**, 109 (1981)
- [5] J. A. Fleck *et al.*, Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere, Appl. Phys., **10**, 129 (1976)



# Bibliographie

- [1] G. Girault, *Contribution à l'étude de portes optiques à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour le traitement tout-optique de signaux de telecommnication à très hauts débits*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 2007.
- [2] M. Gay, *Etude théorique et expérimentale de l'impact de la régénération 2R dans un système de transmission optique haut débit*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 2006.
- [3] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, and T. Miyashita, "Ultimate low-loss single-mode fibre at 1.55  $\mu\text{m}$ ," *Electron. Lett.*, vol. 15, no. 4, pp. 106–108, 1979.
- [4] K. Tajima, K. Nakajima, and K. Kurokawa, "Low-loss photonic crystal fibers," *ECOC*, 2002.
- [5] P. Petropoulos, H. Ebendorff-Heidepriem, V. Finazzi, R. Moore, K. Frampton, D. Richardson, and T. Monro, "Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers," *Optics Express*, vol. 11, no. 26, pp. 3568–3573, 2003.
- [6] V. Finazzi, T. M. Monro, and D. J. Richardson, "Small-core silica holey fibers : non-linearity and confinement loss trade-offs," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 20, no. 7, pp. 1427–1436, 2003.
- [7] K. Suzuki, H. Kubota, and S. Kawanishi, "Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber," *Optics Express*, vol. 9, no. 13, 2001.
- [8] Y. Bing, K. Ohsono, Y. Kurosawa, T. Kumagai, and M. Tachikura, "Low-loss holey fiber," *Hitachi Cable Review*, no. 24, 2005.
- [9] V. Finazzi, T.M.Monro, and D. Richardson, "Confinement loss in highly nonlinear holey optical fibres," *OFC*, p. 524, 2002.
- [10] A. Ferrando, E. Silvestre, P. Andres, J. Miret, and M. Andres, "Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers," *Opt. Express*, vol. 9, no. 13, pp. 687–697, 2001.
- [11] J. C. Travers, R. E. Kennedy, S. V. Popov, J. R. Taylor, H. Sabert, and B. Mangan, "Extended continuous-wave supercontinuum generation in a low-water-loss holey fiber," *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 15, pp. 1938–1940, 2005.
- [12] P. V. Mamyshev, "All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect," *ECOC*, 1998.



- [13] G. Raybon, Y. Su, J. Leuthold, R. J. Essiambre, T. Her, C. Joergensen, P. Steinvurzel, and K. D. Feder, "40 Gbit/s pseudo-linear transmission over one million kilometers," *OFC*, pp. FD10–1, 2002.
- [14] C. Finot, T. N. Nguyen, J. Fatome, T. Chartier, S. Pitois, L. Bramerie, M. Gay, and J.-C. Simon, "Numerical study of an optical regenerator exploiting self-phase modulation and spectral offset filtering at 40 Gbit/s," *Optics Communications*, vol. 279, pp. 60–65, 2008.
- [15] J. Simon, L. Bramerie, F. Ginovart, V. Roncin, M. Gay, S. Fève, E. L. Cren, and M. Charès, "All-optical regeneration techniques," *Annales des télécommunications*, vol. 58, no. 11-12, pp. 1708–1724, 2003.
- [16] F. Futami, "Highly nonlinear fibers for ultrahigh-speed optical signal processing," *OFC*, p. OMP1, 2008.
- [17] D. J. Richardson, K. Furusawa, H. Ebendorff-Heidepriem, P. Petropoulos, V. Finazzi, J. C. Baggett, W. Belardi, T. A. Kogure, J. H. Lee, Z. Yusoff, J. Nilsson, Y. Leong, J. K. Sahu, and T. M. Monro, "Practical applications of holey optical fibers," *OFC*, p. ThA1, 2004.
- [18] J. M. Harbold, F. O. Ilday, F. W. Wise, and B. G. Aitken, "Highly nonlinear Ge-As-Se and Ge-As-S-Se glasses for all-optical switching," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 6, pp. 822–824, 2002.
- [19] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 1547–1549, 1996.
- [20] P. Lecoy, "Télécommunications optiques," *Paris : Hermès*, 1992.
- [21] G. P. Agrawal, "Fibre-optic communication system," 3rd Ed., *John Wiley & Sons, Inc.*, 2002.
- [22] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," 2nd Ed., *Academic Press, Inc.*, 1995.
- [23] I. Joindot and M. Joindot, "Les télécommunications par fibres optiques," *Paris : DUNOD et CNET-ENST*, 1996.
- [24] A. Bjarklev, J. Broeng, and A. S. Bjarklev, "Photonic crystal fibres," *Kluwer Academic Publishers*, 2003.
- [25] J. Maury, *Etude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique*. PhD thesis, Université de Limoges, 2003.
- [26] J.-L. Verneuil, *Simulation de systèmes de télécommunications par fibre optique à 40 Gbits/s*. PhD thesis, Université de Limoges, 2003.
- [27] O. Leclerc, *Contribution à l'étude de la régénération optique dans les systèmes de transmission par solitons*. PhD thesis, Université de Nice-Sophia-Antipolis, 1998.
- [28] D. Marcuse, "Loss analysis of single-mode fiber splices," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 56, no. 5, pp. 703–718, 1977.

- [29] K. Inada, "A new graphical method relating to optical fiber attenuation," *Optics Comm.*, vol. 19, no. 3, pp. 437–439, 1976.
- [30] F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, "Radiation losses in glass optical waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 17, no. 10, pp. 423–425, 1970.
- [31] J. B. MacChesney, P. B. O'Connor, F. V. DiMarcello, J. R. Sompson, and P. D. Lazay, "Preparation of low loss optical fibers using simultaneous vapor phase deposition and fusion," *Int. Congr. Glass*, vol. 6, pp. 40–51, 1974.
- [32] M. Horiguchi and H. Osanai, "Spectral losses of low-oh-content optical fibres," *Electron. Lett.*, vol. 12, no. 12, pp. 310–312, 1976.
- [33] H. Kanamori, H. Yokota, G. Tanaka, M. Watanabe, Y. Ishiguro, I. Yoshida, T. Kakii, S. Itou, Y. Asano, and S. Tanaka, "Transmission characteristics and reliability of pure silica core single mode fibres," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-4, no. 8, pp. 1144–1150, 1986.
- [34] Y. Chigusa, Y. Yamamoto, T. Yokokawa, T. Sasaki, T. Taru, M. Hirano, M. Kakui, M. Onishi, and E. Sasaoka, "Low-loss pure-silica-core fibers and their possible impact on transmission systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 23, no. 11, pp. 3541–3550, 2005.
- [35] C. D. Poole and R. E. Wagner, "Phenomenological approach to polarization dispersion in single mode fibers," *Electron. Lett.*, vol. 22, p. 1029, 1986.
- [36] M. Nissov, "Ultra-long haul fiber transmission technologies and techniques," *OFC*, p. OMH4, 2008.
- [37] C. Ware, *Récupération d'horloge par boucle à verrouillage de phase utilisant le mélange à quatre ondes dans un amplificateur optique à semi-conducteurs*. PhD thesis, l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 2003.
- [38] W. Belardi, J. Lee, K. Furusawa, Z. Yusoff, P. Petropoulos, M. Ibsen, T. Monro, and D. Richardson, "A 10 Gbit/s tuneable wavelength converter based on four-wave mixing in highly nonlinear holey fibre," *ECOC*, pp. PDI –2, 2002.
- [39] K. Kikuchi, K. Taira, and N. Sugimoto, "Highly nonlinear oxide-based glass fibres for all-optical signal processing," *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 4, pp. 166–167, 2002.
- [40] K. Kikuchi, K. Taira, and N. Sugimoto, "Highly nonlinear oxide-based glass fibres for all-optical signal processing," *OFC*, p. 567, 2002.
- [41] C. Quémard, F. Smektala, V. Couderc, A. Barthélémy, and J. Lucas, "Chalcogenide glasses with high non linear optical properties for telecommunications," *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 62, pp. 1435–1440, 2001.
- [42] J. Harbold, F. Wise, and B. Aitken, "Se-based chalcogenide glasses 1000 times more nonlinear than fused silica," *CLEO*, pp. 14–15, 2001.
- [43] J. Harbold, F. Ilday, F. Wise, J. Sanghera, V. Nguyen, L. Shaw, and I. Aggarwal, "Highly nonlinear As-S-Se glasses for all-optical switching," *Opt. Lett.*, vol. 27, p. 119, 2002.

- [44] J. T. Gopinath, M. Soljacic, E. P. Ippen, V. N. Fuflyigin, W. A. King, and M. Shurgalin, "Third-order nonlinearities in Ge-As-Se glass for telecommunications applications," *J. Appl. Phys.*, vol. 96, no. 11, pp. 6931–6933, 2004.
- [45] T. Nakanishi, M. Hirano, T. Okuno, and M. Onishi, "Silica-based highly nonlinear fiber with  $\gamma = 30/\text{W/km}$  and its FWM-based conversion efficiency," *OFC*, p. OTuH7, 2006.
- [46] T. P. White, R. C. McPhedran, C. M. de Sterke, L. C. Botten, and M. J. Steel, "Confinement losses in microstructured optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 1660–1662, 2001.
- [47] Ferrarini, "Leakage properties photonic crystal fibers," *Optics Express*, vol. 10, p. 1314, 2002.
- [48] K. Tajima, J. Zhou, K. Nakajima, and K. Sato, "Ultra low loss and long length photonic crystal fiber," *OFC*, pp. PD1–1, 2003.
- [49] J. Ranka, R. Windeler, and A. Stentz, "Efficient visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomolous dispersion at 800 nm," *CLEO*, p. CPD8, 1999.
- [50] G. Renversez, B. Kuhlmei, and R. C. McPhedran, "Dispersion management with microstructured optical fibers : Ultra-flattened chromatic dispersion with low losses," *Opt. Lett.*, vol. 28, p. 989, 2003.
- [51] T. N. Nguyen, M. Gay, L. Bramerie, J.-C. S. T. Chartier, and M. Joindot, "Noise reduction in 2R-regeneration technique utilizing self-phase modulation and filtering," *Opt. Express*, vol. 14, no. 5, pp. 1737–1747, 2006.
- [52] Feng, "Solid microstructured optical fiber," *Opt. Express*, vol. 11, p. 2225, 2003.
- [53] K. Mukasa, M. N. Petrovich, F. Poletti, A. Webb, J. Hayes, A. V. Brakel, R. A. Correa, L. Provost, J. Sahu, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, "Novel fabrication method of highly-nonlinear silica holey fibre," *CLEO*, p. CMC5, 2006.
- [54] R. Bise, R. Windeler, K. Kranz, C. Kerbage, B. Eggleton, and D. Trevor, "Tunable photonic band gap fiber," *OFC*, p. 466, 2002.
- [55] R. T. Bise and D. J. Trevor, "Sol-gel derived microstructured fiber : Fabrication and characterization," *OFC*, 2005.
- [56] R. S. Windeler, "Improving microstructure fibers including preform fabrication, fiber draw, splicing and postproduction dispersion tailoring," *International Workshop on Optical Waveguide theory and Numerical modelling*, pp. 123–135, 2005.
- [57] D. W. Hall, M. A. Newhouse, N. F. Borrelli, W. H. Dumbaugh, and D. L. Weildman, "Nonlinear optical susceptibilities of high-index glasses," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, pp. 1293–1295, 1989.

- [58] N. Sugimoto, "Ultrafast optical switches and wavelength division multiplexing (wdm) amplifiers based on bismuth oxide glasses," *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 85, pp. 1083–88, 2002.
- [59] N. Sugimoto, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, K. Taira, and K. Kikuchi, "Bismuth-based optical fiber with nonlinear coefficient of  $1360 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ," *OFC*, p. PDP26, 2004.
- [60] H. Ebendorff-Heidepriem, P. Petropoulos, V. Finazzi, K. Frampton, R. Moore, D. Richardson, and T. Monro, "Highly nonlinear bismuth-oxide-based glass holey fiber," *OFC*, p. ThA4, 2004.
- [61] T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, N. Sugimoto, K. Taira, and K. Kikuchi, " $\text{Bi}_2\text{O}_3$ -based highly nonlinear fiber with step index structure," *Photonics West*, pp. 5350–5357, 2004.
- [62] T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, N. Sugimoto, and K. Kikuchi, "Multi-step-index bismuth-based highly nonlinear fiber with low propagation loss and splicing loss," *OFC*, p. OThA2, 2005.
- [63] J. H. Lee, K. Kikuchi, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, and N. Sugimoto, "All-fiber 80-Gbit/s wavelength converter using 1-m-long bismuth oxide-based nonlinear optical fiber with a nonlinearity  $\gamma$  of  $1100 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ," *Opt. Express*, vol. 13, no. 8, pp. 3144–3149, 2005.
- [64] J. H. Lee, T. Nagashima, T. Hasegawa, S. Ohara, N. Sugimoto, T. Tanemura, and K. Kikuchi, "Wavelength conversion of 40-Gbit/s NRZ signal using four-wave mixing in 40-cm-long bismuth oxide based highly-nonlinear optical fiber," *OFC*, p. PDP23, 2005.
- [65] D.-P. Wei, T. Galstian, I. Smolnikov, V. Plotnichenko, and A. Zohrabyan, "Spectral broadening of femtosecond pulses in a single-mode as-s glass fiber," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 2439–2443, 2005.
- [66] R. G. DeCorby, N. Ponnampalam, M. pai, H. T. Nguyen, P. K. Dwivedi, T. J. Clement, C. J. Haugen, J. N. McMullin, and S. O. Kasap, "High index contrast waveguides in chalcogenide glass and polymer," *IEEE J. Sec. T. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 2, pp. 539–546, 2005.
- [67] A. Zakery and S. R. Elliott, "optical properties and applications of chalcogenide glasses : a review," *J. Non-Cryst. Sol.*, vol. 330, pp. 1–12, 2003.
- [68] V. G. Taeed, N. J. Baker, L. Fu, K. Finsterbusch, M. R. Lamont, D. J. Moss, H. Nguyen, B. J. Eggleton, D. Y. Choi, S. Madden, and B. Luther-Davies, "Ultrafast all-optical chalcogenide glass photonic circuits," *Opt. Express*, vol. 15, no. 15, pp. 9205–9221, 2007.
- [69] R. E. Slusher, G. Lenz, J. Hodelin, J. Sanghera, L. B. Shaw, and I. D. Aggarwal, "Large raman gain and nonlinear phase shifts in high-purity  $\text{As}_2\text{Se}_3$  chalcogenide fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 21, no. 6, 2004.

- [70] M. Asobe, T. Kanamori, and K. Kubodera, "Ultrafast all-optical switching using highly nonlinear chalcogenide glass fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, no. 4, pp. 362–365, 1992.
- [71] M. Asobe, H. Itoh, T. Miyazawa, and T. Kanamori, "Efficient and ultrafast all-optical switching using high  $\delta n$ , small core chalcogenide glass fibre," *Electron. Lett.*, vol. 29, no. 22, pp. 1966–1968, 1993.
- [72] K. S. Abedin, "Observation of strong stimulated brillouin scattering in single-mode as<sub>2</sub>se<sub>3</sub> chalcogenide fiber," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 10266–10271, 2005.
- [73] L. B. Fu, M. Rochette, V. G. Ta'eed, D. J. Moss, and B. J. Eggleton, "Investigation of self-phase modulation based optical regeneration in single mode as<sub>2</sub>se<sub>3</sub> chalcogenide glass fiber," *Opt. Express*, vol. 13, pp. 7637–7644, 2005.
- [74] J. S. Wang, E. M. Vogel, and E. Snitzer, "Tellurite glass : a new candidate for fiber devices," *Opt. Mat.*, vol. 3, pp. 187–203, 1994.
- [75] V. V. R. K. Kumar, A. K. George, J. C. Knight, and P. S. J. Russell, "Tellurite photonic crystal fiber," *Opt. Express*, vol. 11, no. 20, p. 2641, 2003.
- [76] E. S. Hu, Y.-L. Hsueh, M. E. Marhic, and L. G. Kazovsky, "Design of tellurite fibers with zero dispersion near 1550 nm," *ECOC*, p. 3.2.3, 2002.
- [77] A. Mori, K. Shikano, K. Enbutsu, K. Oikawa, K. Naganuma, M. Kato, and S. Aozasa, "1.5  $\mu\text{m}$  band zero-dispersion shifted tellurite photonic crystal fibre with a nonlinear coefficient  $\gamma$  of  $675 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ," *ECOC*, p. Th3.3.6, 2004.
- [78] V. V. R. Kumar, A. George, W. Reeves, J. Knight, P. Russell, F. Omenetto, and A. Taylor, "Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation," *Opt. Express*, vol. 10, pp. 1520–1525, 2002.
- [79] K. M. Kiang, K. Frampton, T. M. Monroe, R. Moore, J. Tucknott, D. W. Hewak, D. Richardson, and H. N. Rutt, "Extruded singlemode non-silica glass holey optical fibres," *Electron. Lett.*, vol. 38, p. 546, 2002.
- [80] S. Friberg and P. Smith, "Nonlinear optical glasses for ultrafast optical switches," *IEEE J. of Quantum Electron.*, vol. 23, pp. 2089–2094, 1987.
- [81] J. Y. Y. Leong, P. Petropoulos, S. Asimakis, H. Ebendorff-Heidepriem, R. C. Moore, K. Frampton, V. Finazzi, X. Feng, J. H. V. Price, T. M. Monroe, and D. J. Richardson, "A lead silicate holey with  $\gamma = 1860 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$  at 1550 nm," *OFC*, p. PDP22, 2005.
- [82] J. Y. Y. Leong, P. Petropoulos, J. H. V. Price, H. Ebendorff-Heidepriem, S. Asimakis, R. C. Moore, K. E. Frampton, V. Finazzi, X. Feng, T. M. Monroe, and D. J. Richardson, "High-nonlinearity dispersion-shifted lead-silicate holey fibers for efficient  $1 - \mu\text{m}$  pumped supercontinuum generation," *J. Lightwave Technol.*, vol. 24, no. 1, pp. 183–190, 2006.

- [83] H. Ebendorff-Heidepriem, P. Petropoulos, S. Asimakis, V. Finazzi, R. C. Moore, K. Frampton, F. Koizumi, D. Richardson, and T. Monro, "Bismuth glass holey fibers with high nonlinearity," *Opt. Express*, vol. 12, no. 21, p. 5082, 2004.
- [84] L. Brilland, P. Houizot, J. Troles, F. Désévéday, Q. Coulombier, T. N. Nguyen, and T. Chartier, "Improvement of the transmission of chalcogenide photonic crystal fibres : observation of self phase modulation spectral broadening," *ECOC*, p. Th.2.B.5, 2008.
- [85] T. M. Monro, Y. D. West, D. W. Hewak, N. G. R. Broderick, and D. J. Richardson, "Chalcogenide holey fibers," *Electron. Lett.*, vol. 36, no. 24, pp. 1998–2000, 2000.
- [86] J. Hiroishi, N. Kumado, K. Mukasa, R. Sugizaki, R. Miyabe, S. Matsushita, H. Tobioka, S. Namiki, and T. Yagi, "Dispersion slope controlled HNL-DSF with high  $\gamma$  of 25  $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$  and band conversion experiment using this fiber," *ECOC*, p. PD, 2002.
- [87] L. Brilland, N. Traynor, A. Monteville, F. Smektala, J. Troles, T. Chartier, and T. N. Nguyen, "Single mode holey fiber in GeGaSbS chalcogenide glass," *Proceedings of the 2005 Non Linear Guided Waves and Their Applications (NLGW) Topical meeting, Dresden, Germany*, p. TuD3, 2005.
- [88] L. Brilland, F. Smektala, G. Renversez, T. Chartier, J. Troles, T. N. Nguyen, N. Traynor, and A. Monteville, "Fabrication of complex structures of holey fibers in chalcogenide glass," *Optics Express*, vol. 14, no. 3, pp. 1280–1285, 2006.
- [89] W. V. Saarloos and P. C. Hohenberg, "Pulses and front in the complex Ginzburg-Landau equation near a subcritical bifurcation," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 64, pp. 749–752, 1990.
- [90] S. Fauve and O. Thual, "Solitary waves generated by subcritical instabilities in dissipative systems," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 64, pp. 282–284, 1990.
- [91] G. P. Agrawal, "Optical pulse propagation in doped fiber amplifiers," *Phys. Rev. A*, vol. 44, pp. 7493–7501, 1991.
- [92] T. R. Tara and M. Ablowitz, "Analytical and numerical aspects of certain nonlinear evolution equations. II. Numerical, nonlinear Schrodinger equation," *J. Comp. Phys.*, vol. 55, pp. 203–230, 1984.
- [93] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulse in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion," *App. Phys. Lett.*, vol. 23, no. 3, pp. 142–144, 1973.
- [94] R. Fisher and W. K. Bischel, "Numerical studies of the interplay between self phase modulation and dispersion for intense plane wave laser pulses," *J. Appl. Phys.*, vol. 46, pp. 4921–4933, 1975.
- [95] R. Fisher and W. K. Bischel, "A role of linear dispersion in plane wave self phase modulation," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, pp. 661–663, 1975.
- [96] J. W. Cooley and J. W. Tukey, "An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series," *J. Math. Phys.*, pp. 297–301, 1965.

- [97] H. Nyquist, "Certain topics in telegraph transmission theory," *A.I.E.E. Trans.*, vol. 47, p. 617, 1928.
- [98] G. H. Weiss and A. A. Maradudin, "The Baker-Hausdorff formula and the problem in crystal physics," *J. Math. Phys.*, vol. 3, no. 3, pp. 771–777, 1962.
- [99] M. Glasner, D. Yevich, and B. Hermanson, "High order generalised propagation techniques," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8, pp. 413–415, 1991.
- [100] G. M. Muslu and H. A. Erbay, "Higher order split step Fourier schemes for the generalized nonlinear Schrödinger equation," *Math. Comput. Simul.*, 2004.
- [101] J. A. Fleck, J. R. Morris, and M. D. Feit, "Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere," *Appl. Phys.*, vol. 10, pp. 129–160, 1976.
- [102] M. Lax, J. H. Batteh, and G. P. Agrawal, "Chaneling of intense electromagnetic beams," *J. App. Phys.*, vol. 52, pp. 109–125, 1981.
- [103] D. Yevick and B. Hermansson, "Soliton analysis with the propagating beam method," *Opt. Comm.*, vol. 47, pp. 101–106, 1983.
- [104] B. Hermansson and D. Yevick, "Generalized propagations techniques," *Opt. Lett.*, vol. 16, pp. 354–356, 1991.
- [105] H. E. Hernandez-Figueroa, "Improved split step schemes for nonlinear optical propagation," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, pp. 798–803, 1994.
- [106] O. V. Sinkin, R. Holzlöhner, J. Zweck, and C. R. Menyuk, "Optimization of the Split-Step Fourier Method in Modeling Optical-Fiber Communications Systems," *J. Light-wave Technol.*, vol. 21, no. 1, pp. 61–68, 2003.
- [107] T. N. Nguyen and T. Chartier, "Optimisation de la méthode split-step Fourier symétrique pour résoudre l'équation non-linéaire de schrödinger," *JNOG*, 2007.
- [108] T. N. Nguyen and T. Chartier, "Improvement of the local error split-stepfourier method to solve the non-linear schrodinger equation," *IWPA*, 2006.
- [109] C. J. Rasmussen, "Simple and fast method for step size determination in computations of signal propagation through nonlinear fibers," *OFC*, 2001.
- [110] T. N. Nguyen, T. Chartier, and T. H. Bui, "Résolution de l'équation non-linéaire de Schrödinger avec une précision donnée," *Soumis aux JNOG*, 2008.
- [111] T. N. Nguyen, T. Chartier, and T. H. Bui, "A novel split-step Fourier method to solve the nonlinear Schrödinger equation with a given accuracy," *Soumis à IWPA, Nhatrang, VietNam*, 2008.
- [112] J. L. Person, *Verres de sulfures : spectroscopie des ions de terres-rares, fibres micro-structurées et nouvelles compositions*. PhD thesis, Uiversité de Rennes 1, 2004.
- [113] L. Brilland, Q. Coulombier, P. Houizot, F. Désévéday, J. Troles, G. Renversez, T. Chartier, T. N. Nguyen, J. L. Adam, and N. Traynor, "Amélioration de la transmission des fibres microstructurées en verres de chalcogénure," *Soumis à JNOG*, 2008.

- [114] J. Troles, L. Brilland, F. Smektala, P. Houizot, F. Desevedavy, Q. Coulombier, N. Traynor, T. Chartier, T. N. Nguyen, J. Adam, and G. Renversez, "Chalcogenide microstructured fibers for infrared systems, elaboration modelization and characterization," *Soumis à FIO*, 2007.
- [115] H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and resonators," *Proc. IEEE*, vol. 54, no. 10, pp. 1312–1329, 1966.
- [116] M. Artiglia, G. Coppa, P. D. Vita, M. Potenza, and A. Sharma, "Mode field diameter measurement in single-mode optical fibers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, no. 8, p. 1139, 1989.
- [117] R. Billington, "Effective area of optical fibers - definition and measurement techniques," [http://www.npl.co.uk/photonics/nonlinear/aeff\\_ver3.pdf](http://www.npl.co.uk/photonics/nonlinear/aeff_ver3.pdf).
- [118] M. Nishimura, S. Suzuki, and M. Tokuda, "Method of measuring a spot size of a single mode fiber," *Canadian patent*, no. 1213056, 1983.
- [119] A. Monteville, D. Landais, O. LeGoffic, D. Tregoat, N. Traynor, T. N. Nguyen, T. Chartier, and J.-C. Simon, "Low loss, low OH, highly nonlinear holey fiber for Raman amplification," *CLEO*, p. CMC1, 2006.
- [120] N. Traynor, A. Monteville, L. Provino, D. Landais, O. LeGoffic, D. Tregoat, T. N. Nguyen, T. Chartier, and J. Travers, "Fabrication and applications of low loss nonlinear holey fibres," *Soumis à FIO*, 2008.
- [121] Z. Yusoff, J. H. Lee, W. Belardi, T. M. Monro, P. C. Teh, and D. J. Richardson, "Raman effects in a highly nonlinear holey fiber : amplification and modulation," *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 424–426, 2002.
- [122] T. N. Nguyen, T. Chartier, M. Thual, P. Besnard, L. Provino, A. Monteville, and N. Traynor, "Une nouvelle méthode pour mesurer simultanément la dispersion et le coefficient non-linéaire de fibre optiques à dispersion positives," *JNOG*, 2006.
- [123] T. N. Nguyen, T. Chartier, M. Thual, P. Besnard, L. Provino, A. Monteville, and N. Traynor, "Simultaneous measurement of anomalous group-velocity dispersion and nonlinear coefficient in optical fibers using soliton-effect compression," *Optics Communications*, vol. 278, pp. 60–65, 2007.
- [124] N. Zabusky and M. D. Kruskal, "Interaction of "Solitons" in a collisionless plasma and the recurrence of initial states," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 15, p. 240, 1965.
- [125] E. M. Dianov, Z. S. Nikonova, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, "Optimal compression of multi-soliton pulses in optical fibers," *Sov. Tech. Phys. Lett.*, vol. 12, p. 311, 1986.
- [126] P.-L. Francois, M. Monerie, C. Vassallo, Y. Durteste, and F. Alard, "Three ways to implement interfacial techniques : application to measurements of chromatic dispersion, birefringence, and nonlinear susceptibilities," *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, no. 3, pp. 500–513, 1989.





- [127] V. Gaillard, L. Lalouat, C. Lupi, D. Leduc, L. Provino, N. Traynor, T. N. Nguyen, T. Chartier, F. Fornel, and C. Boisrobert, "Optical characterization of photonic crystal fibers by optical low coherence reflectometry and scanning near field optical microscopy," *SPIE*, 2007.
- [128] Y. Nimihira, "Highly accurated nonlinear coefficient measurements by SPM method for DSFs and large effective area at 1.55  $\mu\text{m}$ ," *SOFM*, pp. 83–86, 1998.
- [129] A. Boskovic, S. Chernikov, J. Taylor, L. Gruner-Nielsen, and O. A. Lerving, "Direct continuous wave measurement of  $n_2$  in various types of telecommunication fiber at 1.55  $\mu\text{m}$ ," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1966–1968, 1996.
- [130] T. Kato, Y. Suetsugu, M. Takagi, E. Sasaoka, and M. Nishimura, "measurement of nonlinear refractive index in optical fibers by cross phase modulation method using depolarized pump light," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 988–990, 1995.
- [131] C. Vinegoni, M. Wegmuller, N. Gisin, K. Nakajima, and M. Ohashi, "Interlaboratory measurements of the nonlinear coefficient of standard SMF and DSF fibers using an interferometric method and an SPM based cw dual frequency method," *OFCM*, pp. 59–62, 2001.
- [132] K. Kawanami, Y. Ishizawa, and M. Imai, "Polarization effects on determination of nonlinear refractive index by four wave mixing in a dispersion shifted fiber," *OECC*, 2002.
- [133] W. H. Knox, N. M. Pearson, K. D. Li, and C. A. Hirleman, "Interferometric measurements of femtosecond group delay in optical components," *Opt. Lett.*, vol. 13, p. 574, 1988.
- [134] M. Beck and I. A. Walmsley, "Measurement of group delay with high temporal and spectral resolution," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 492–494, 1990.
- [135] A. P. Kovacs, K. Osvay, and Z. Bor, "Group-delay measurement on laser mirrors by spectrally resolved white-light interferometry," *Opt. Lett.*, vol. 20, 1995.
- [136] H. Chen, "Simultaneous measurements of non-linear coefficient, zero-dispersion wavelength and chromatic dispersion in dispersion-shifted fibers by four-wave mixing," *Optics Comm.*, vol. 220, p. 331, 2003.
- [137] P. S. André and J. Pinto, "Simultaneous measurement of the nonlinear refractive index and chromatic dispersion of optical fibers by four-wave mixing," *Microw. & Opt. Technol. Lett.*, vol. 34, p. 305, 2002.
- [138] C. Mazzali, D. F. Grosz, and H. L. Fragnito, "Simple method for measuring dispersion and nonlinear coefficient near the zero-dispersion wavelength of optical fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, p. 251, 1999.
- [139] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot, "Measurement of nonlinear and chromatic dispersion parameters of optical fibers using modulation instability," *Opt. Fiber Technol.*, vol. 12, p. 243, 2006.

- [140] L. P. Barry, J. M. Dudley, P. G. Bollond, J. D. Harvey, and R. Leohardt, "Simultaneous measurement of optical fibre nonlinearity and dispersion using frequency resolved optical gating," *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 8, p. 707, 1997.
- [141] T. N. Nguyen, T. Chartier, M. Thual, P. Rochard, L. Provino, A. Monteville, N. Traynor, V. Gaillard, C. Lupi, and D. Leduc, "Dispersion and nonlinear coefficient measurements in optical fibres using soliton-effect compression," *OECC/IOOC*, 2007.
- [142] F. Smektala, L. Brilland, T. Chartier, T. Nguyen, J. Troles, Y. F. Niu, S. Danto, N. Traynor, and T. Jouan, "Recent advances in the development of holey optical fibers based on sulfide glasses," *SPIE 6128*, 2006.
- [143] T. N. Nguyen, T. Chartier, M. Thual, P. Besnard, L. Provino, A. Monteville, and N. Traynor, "Higher-order soliton-effect pulse compression in a non-linear holey fibre. Application to second-order dispersion measurement," *ECOC*, 2006.
- [144] T. H. Her, G. Raybon, and C. Headley, "Optimization of Pulse Regeneration at 40 Gb/s Based on Spectral Filtering of Self-Phase Modulation in Fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, pp. 200–202, 2004.
- [145] F. Parmigiani, S. Asimakis, N. Sugimoto, F. Koizumi, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, "2r regenerator based on a 2-m-long highly nonlinear bismuth oxide fiber," *Opt. Express*, vol. 14, no. 12, 2006.
- [146] M. Matsumoto, "Efficient all-optical 2r regeneration using selfphase modulation in bidirectional fiber configuration," *Opt. Express*, vol. 14, no. 23, pp. 11018–11023, 2006.
- [147] L. Provost, F. Parmigiani, C. Finot, K. Mukasa+, P. Petropoulos, and D. Richardson, "Analysis of a two-channel 2R all-optical regenerator based on a counter-propagating configuration," *Opt. Express*, vol. 16, no. 3, p. 2264, 2008.
- [148] L. Provost, C. Finot, K. Mukasa, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, "Design scaling rules for 2R-Optical Self-Phase Modulation-based regenerators 2R regeneration," *Opt. Express*, vol. 15, pp. 5100–5113, 2007.
- [149] L. Provost, C. Finot, P. Petropoulos, and D. Richardson, "Regles de conception pour les régénérateurs optique 2-r exploitant l'auto-modulation de phase," *JNOG*, 2006.
- [150] L. Provost, C. Finot, K. Mukasa, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, "Generalisation and experimental validation of design rules for Self-Phase Modulation-based 2R-Regenerators," *OFC*, p. OThB6, 2007.
- [151] Y. Yang, C. Lou, H. Zhou, J. Wang, and Y. Gao, "Simple pulse compression scheme based on filtering self-phase modulation-broadened spectrum and its application in an optical time-division multiplexing system," *Appl. Opt.*, vol. 45, pp. 7524–7528, 2006.
- [152] L. Bramerie, *Etude de la régénération optique dans les systèmes de transmission à très haut débit*. PhD thesis, Université de Rennes 1, 2004.
- [153] S. H. Chung and J. C. Cartledge, "Characterizing the noise transfer properties of an all-optical regenerator," *OFC/NFOEC*, p. OWK6, 2008.

- [154] Y. Yang and C. Lou, "Experimental investigation of the influence of filters on regeneration performance in self-phase modulation based regenerator," *Microw. and Opt. Technol. Lett.*, vol. 49, no. 1, p. 192, 2007.
- [155] T. N. Nguyen, T. Chartier, L. Bramerie, J. C. Simon, J. Fatome, S. Pitois, F. Baz, and C. Finot, "Caractérisation théorique du régénérateur 2R exploitant l'automodulation de phase dans une fibre optique," *JNOG*, 2007.
- [156] T. N. Nguyen, M. Gay, L. Bramerie, T. Chartier, J.-C. Simon, L. Brilland, A. Monteville, J. Troles, and F. Smektala, "Régénération tout optique à base de fibres optiques non linéaire," *JNOG 2005, Chambéry*, 2005.
- [157] P. V. Mamyshev and N. A. Mamysheva, "Pulse-overlapped dispersion-managed data transmission and intrachannel four-wave mixing," *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 21, pp. 1454–1456, 1999.
- [158] T. N. Nguyen, T. Chartier, L. Bramerie, M. Gay, Q. T. Le, S. Lobo, M. Joindot, and J.-C. Simon, "Utilisation of a self-phase-modulation-based compressor to overcome brillouin backscattering and intrachannel four-wave mixing in a 2R regenerator at 42.6 Gbit/s," *ECOC*, p. P.3.8, 2008.
- [159] N. Bergano, F. Kerfoot, and C. Davidsion, "Margin measurements in optical amplifier system," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 3, p. 304, 1993.
- [160] J.-C. Simon, L. Bramerie, M. Gay, S. Lobo, V. Roncin, T. Chartier, M. Joindot, G. Girault, Q. Le, T. Nguyen, and M. Ngo, "Long distance transmission using optical regeneration," *OFC*, 2008.
- [161] T. N. Nguyen, T. Chartier, L. Bramerie, M. Gay, Q. T. Le, S. Lobo, M. Joindot, and J.-C. Simon, "Réduction de l'effet Brillouin et du melange à quatre ondes dans un régénérateur optique a base de fibres optiques non-linéaires," *Soumis aux JNOG*, 2008.

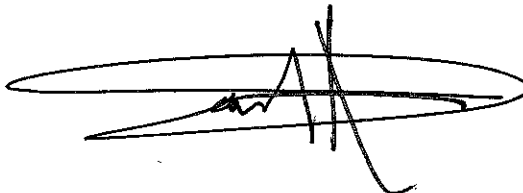
VU :

Le Directeur de Thèse

VU :

Le Responsable de l'Ecole Doctorale

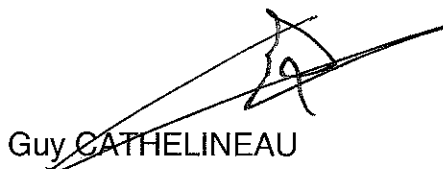


DT UR/2008/3/10 n° 33

VU pour autorisation de soutenance

Rennes, le 25 septembre 2008

Le Président de l'Université de Rennes 1

  
Guy CATHELINEAU

VU après soutenance pour autorisation de publication :

Le Président de Jury,

